Untersuchung von Schalenmodell-Wellenfunktionen mit Hilfe der Reaktionen $^{13}C(^{3}He,p)^{15}N$ und $^{17}O(^{3}He,p)^{19}F$

Inauguraldissertation
zur Erlangung der Doktorwürde

des

Fachbereichs Physik
der Freien Universität Berlin

vorgelegt von

Horst Lettau
aus Stralsund

- Mai 1974 -

Untersuchung von Schalenmodell-Wellenfunktionen mit Hilfe der Reaktionen $^{13}C(^{3}He,p)^{15}N$ und $^{17}O(^{3}He,p)^{19}F$

Inauguraldissertation
zur Erlangung der Doktorwürde

des

Fachbereichs Physik
der Freien Universität Berlin

vorgelegt von

Horst Lettau
aus Stralsund

- Mai 1974 -

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

1. Gutachter: Prof. Dr. K. H. Lindenberger
2. Gutachter: Prof. Dr. S. Wilking
Tag der mündlichen Prüfung: 31. 7. 1974

Inhaltsverzeichnis

		Seite
1.	Zusammenfassung	1
2.	Einleitung	2
3.	Experimentelle Anordnung	5
	3.1 Strahlverlauf und Streukammer	5
	3.2 Elektronik	7
	3.2.1 Anforderungen an die Apparatur	7
	3.2.2 Abgleich der Schaltung	8
	3.2.3 Monitor	11
	3.3 Targets	11
	3.3.1 Targetherstellung	11
	3.3.2 Bestimmung absoluter Wirkungsquerschnitte	12
4.	Messungen	15
	4.1 Die Reaktion $^{13}C(^{3}He,p)^{15}N$	15
	4.2 Die Reaktion $^{17}O(^{3}He,p)^{19}F$	19
5.	Analyse der Meßdaten	22
	5.1 Theorie der 2-Nukleon-Transfer-Reaktionen	22
	5.1.1 Berechnung des Wirkungsquerschnitts in DWBA	22
	5.1.2 Praktische Durchführung der DWBA	28
	5.2 Die Reaktion $^{13}C(^{3}He,p)^{15}N$	33
	5.3 Die Reaktion $^{17}O(^{3}He,p)^{19}F$	33
6.	Diskussion der Ergebnisse	42
	6.1 Aussagen zum Reaktionsmechanismus	42
	6.2 Diskussion der einzelnen Übergänge und Vergleich mit anderen Messungen	44
7.	Anhang	51
	7.1 Berechnung der 2-Nukleon-Transfer-Amplituden	51
	7.2 Festlegung der Phasenkonvention bei den verwendeten Wellenfunktionen	57
8.	Literaturverzeichnis	60

1. Zusammenfassung

Bei den Reaktionen $^{13}C(^{3}He,p)^{15}N$ und $^{17}O(^{3}He,p)^{19}F$ wurden mit einer Einschußenergie von 13 MeV Zustände in den Endkernen ^{15}N und ^{19}F bis zu einer Anregungsenergie von 13 bzw. 6 MeV bevölkert. In einigen Fällen konnte die Parität der Endzustände anhand charakteristischer Winkelverteilungen geklärt werden.

Für die einzelnen Übergänge wurden DWBA-Rechnungen durchgeführt, denen die Schalenmodell-Wellenfunktionen von Zuker, Buck und McGrory zugrunde gelegt wurden. Es konnte festgestellt werden, daß die experimentellen Wikrungsquerschnitte im wesentlichen mit den Ergebnissen der DWBA-Rechnungen unter Benutzung dieser Wellenfunktionen übereinstimmen. Für die Erklärung von Details sind aber Funktionen in einem größeren Konfigurationsraum erforderlich. Das gilt bei den hier vorliegenden Anregungsenergien im wesentlichen für die Reaktion an ^{13}C; bei der Reaktion an ^{17}O treten innerhalb der Meßgenauigkeit keine bedeutenden Abweichungen auf.

Für das Verhältnis zwischen (S = O) - und (S = 1)-Transfer des Nukleonenpaares werden von verschiedenen Autoren Werte zwischen 1,3 und 3,O angenommen. Die vorliegenden Daten wurden mit einem mittleren Wert von 2,O beschrieben. Weiterreichende Aussagen über den Spin-Isospin-Austauschterm der Wechselwirkung konnten nicht gemacht werden.

2. Einleitung

Die Struktur der Kerne nahe ^{16}O ist vielfach untersucht, in experimenteller wie theoretischer Hinsicht. Nach dem Schalenmodell sollten sich die Grundzustände dieser Kerne aus einem abgeschlossenen ^{16}O-Rumpf mit zusätzlichen Nukleonen in der sd-Schale für $A > 16$ und Löchern in der p-Schale für $A < 16$ darstellen lassen.

Die Wellenfunktionen für niedrig angeregte Zustände positiver Parität in ^{15}N müßten zu einem guten Teil 1 Teilchen-2 Loch -Struktur haben. Von dieser Konfiguration gingen Halbert und French (Hal F 57) bei ihren Rechnungen aus. Shukla und Brown (Shu B 68) berücksichtigten zusätzlich 3 Teilchen-4 Loch-Anregungen. In den Rechnungen von Lie et al. (Lie E 70) werden systematisch die möglichen Teilchen-Loch-Anregungen für Kerne mit A=15 ausgewählt und einbezogen.

Zur Untersuchung gemischter Wellenfunktionen, wie der in den drei Arbeiten angegebenen, sind 2-Nukleon-Transfer-Reaktionen wegen ihrer bekannten Kohärenzeigenschaft besonders geeignet.

Es soll hier über die (^3He,p)-Reaktionen an ^{13}C und ^{17}O bei 13 MeV Einschußenergie berichtet werden. Man erhält als Endkerne ^{15}N und ^{19}F. Der Analyse der Meßdaten wurden die Schalenmodellwellenfunktionen von Zuker, Buck und McGrory zugrundegelegt und dadurch überprüft (Zuk B 69). Die Wellenfunktionen beschrieben ursprünglich nur den Massenbereich von A = 15 bis 18. Sie wurden aber jüngst von McGrory durch eine leicht geänderte Wechselwirkung auf A = 19 und 20 erweitert (McG 71). Zur Ermittlung der Wechselwirkung wurden die 2-Teilchen-Matrixelemente an eine große Anzahl experimenteller Werte im Massenbereich von A = 13 bis 20 angepaßt.

Die Basis der Wellenfunktionen von Zuker ergibt sichfolgendermaßen: zugrundegelegt wird ein sphärischer ^{12}C-Rumpf, 1s 1/2- und 1p 3/2-Schale sind also vollkommen aufgefüllt und werden nicht aufgebrochen. Alle weiteren Teilchen werden in allen möglichen Kombinationen auf 1p 1/2-, 1d 5/2- und 2s 1/2-Schale ver-

teilt. Die 1d 3/2-Schale bleibt unberücksichtigt. Die Targetkerne ^{13}C und ^{17}O liegen am unteren Rande bzw. in der Mitte des vorgegebenen Massenbereichs. Es erschien deshalb interessant festzustellen, inwieweit sich die Beschränkungen in der Basis bei den beiden Reaktionen bemerkbar machen würden.

Da beide Targetkerne einen von Null verschiedenen Spin aufweisen, sind für die Übergänge nach den Auswahlregeln verschiedene J-Werte und mithin auch verschiedene L-Werte möglich. Die berechneten Winkelverteilungen für die verschiedenen LSJ-Kombinationen wurden vom DWBA-Programm OPTIMA (Sic 72) inkohärent aufaddiert. Hierbei wurde angenommen, daß die Spin-Bahn-Kopplungen im Eingangs- und Ausgangskanal vernachlässigbar sind. In der Darstellung von Glendenning gilt nämlich (Gle 65):

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \text{const.} \sum_{LSJT} C_{ST}^2 \sum_M \left| \sum_n G_{nLSJT} B_{nL}^M(\theta) \right|^2$$

Die Konstante enthält die Massen, Wellenzahlen und Spins der schweren Reaktionspartner. Die Größe B ist die kinematische Amplitude. Der Wert C_{ST} enthält neben der Isospinkopplung der schweren Partner einen Faktor D (S,T), der bei einer (^3He,p)-Reaktion dem besonderen Charakter des Spin - Isospin-Austauschs der Wechselwirkung Rechnung trägt. Die Größe G beinhaltet die Kernstruktur und entspricht der spektroskopischen Amplitude beim 1-Nukleon-Transfer. Da über die radiale Quantenzahl n der Schwerpunktsbewegung des übertragenen Nukleonenpaares kohärent summiert wird, ist der 2-Nukleon-Transfer empfindlich auf die Struktur der beteiligten Kernzustände. Bei Anpassung des Experiments an die Theorie erhält man eine sogenannte Normierungskonstante N, die im Prinzip vom speziellen Übergang unabhängig sein sollte. Mängel des verwendeten Modells sollten sich vor allem in unterschiedlichen Normierungskonstanten für die einzelnen Übergänge bemerkbar machen. Unterschiede in der Form der Winkelverteilungen zwischen Experiment und Theorie wären, wenn man von einer fehlerhaften Wahl der Parametersätze des optischen Modells absieht, auf Beiträge anderer Reaktionsmechanismen oder auf falsche Gewichtung

der einzelnen, durch L,S,J charakterisierten Übergangskomponenten zurückzuführen. Beiträge würden z.B. dann falsch berücksichtigt, wenn man von einem falschen Ansatz für den Spin-Isospin-Austausch der Wechselwirkung ausginge. Sie können aber ebenfalls ihre Ursache in falschen Wellenfunktionen haben.

3. Experimentelle Anordnung

3.1 Strahlverlauf und Streukammer

Für die Messung stand als Beschleuniger ein vertikaler Van-de-Graaff-Generator mit einer nominellen Maximalspannung von 7,0 MV zur Verfügung. Die aus einer Hochfrequenz-Gasentladung extrahierten positiven Ionen werden nach einer Vorbeschleunigung von maximal 30 kV mit einem kleinen Sektorfeld-Magneten nach ihrer spezifischen Ladung e/m analysiert und gelangen erst dann in die Beschleunigungsstrecke. Dies ermöglicht, die zu wenigen Prozent in der Gasentladung vorhandenen $^3He^{++}$-Ionen von den einfach ionisierten $^3He^+$ zu trennen und nur sie zu beschleunigen. Es ließen sich so Stromstärken bis zu einigen hundert Nanoampère am Ort des Targets gewinnen. Die beschleunigten Teilchen werden mit einem doppeltfokussierenden Magneten in die Horizontale umgelenkt und auf den Austrittsspalt des Magneten abgebildet. Zwei magnetische Quadrupollinsen sorgen anschließend für die Fokussierung auf den Targetort. Der Brennfleck auf dem Target hatte während der Messung einen Durchmesser von etwa 1 mm. Die Strahlintensität ließ sich hinter der ersten Quadrupollinse bei dort aufgefächertem Teilchenstrahl durch Einschieben zweier Plattenpaare reduzieren. Das war für die Messungen an Doppelfolien und Wolframoxidtargets unter kleinen Winkeln zur Strahlrichtung erforderlich, da dort sehr starke Coulombstreuung mit entsprechend hoher Zählrate auftritt.

Bei der Messung wurde eine zylindrische Reaktionskammer von 30 cm Durchmesser verwendet. Die Grundkonstruktion der Kammer ist bereits in meiner Diplomarbeit (Let 70) beschrieben. Abweichungen ergaben sich im wesentlichen bei der Anbringung der Verstärker und der Befestigung der Detektoren.

Mehrere Si-Halbleiter-Detektoren konnten am Deckel der Kammer befestigt werden; sie ließen sich unter Vakuum in der Höhe des Strahls um das Target herum bewegen. Die Targets wurden mittels einer Vakuumdurchführung in der Mitte des Kammerbodens von unten in den Strahlengang gebracht. Auf dem Boden der Kammer waren zwei Halbleiterdetektoren als Monitore befestigt.

Details der Kammerkonstruktion sind in Abbildung 1 gezeigt. Die aus mehreren Detektoren bestehenden Teleskope waren an einer Halterung vereinigt, die am Deckel der Kammer unter dem jeweiligen Winkel befestigt werden konnte.

Vor den ersten Detektor eines Teleskops wurden die den Raumwinkel festlegenden Blenden gesetzt. Es waren Schlitze mit einer Breite von 0,8 mm und einer Höhe von 4 mm. Bei Berücksichtigung des Abstandes zwischen Blende und Target war so eine Winkelauflösung von $\pm$ 0,5 Grad definiert.

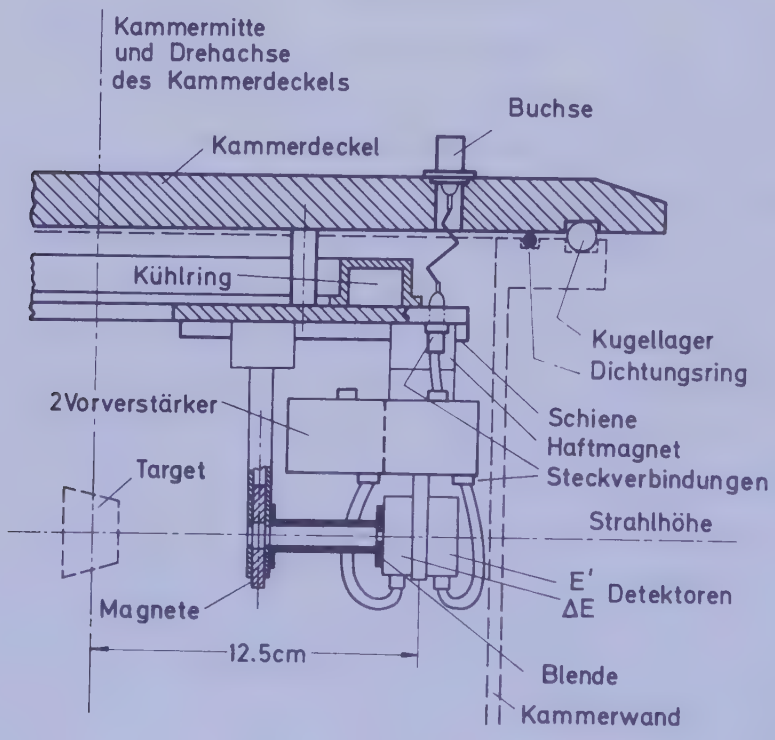


Abb. 1: Kammerkonstruktion und Befestigung der Detektoren

Die Abbildung 1 zeigt eine Kammerhälfte im Schnitt; die Kammerwand ist angedeutet. Der Kammerdeckel ist an seinem Rand auf Kugeln gelagert, er läßt sich unter Vakuum um die Kammermitte drehen. Zur Abdichtung der Kammer liegt er auf einem Gummiring auf.

Zur Gewährleistung einer kapazitätsarmen und gegen Störimpulse abgeschirmten elektrischen Verbindung zwischen Detektoren und Vorverstärkern wurden die Vorverstärker in die Halterung der De-

tektoren eingesetzt und die Anschlüsse der Vorverstärker über Steckverbindungen in der ringförmigen Metallplatte zu Buchsen im Kammerdeckel geführt. Die Auflösung von Detektoren und Verstärkern konnte dadurch erhöht werden, daß mit Hilfe eines Kühlringes die Metallplatte auf - 25°C gekühlt wurde.

3.2 Elektronik

3.2.1 Anforderungen an die Apparatur

Die (^{3}He,p)-Reaktionen an ^{13}C und ^{17}O sind durch hohe Q-Werte gekennzeichnet; sie betragen +10,665 MeV bzw. +8,321 MeV. Um mit großer Wahrscheinlichkeit einen direkten Reaktionsablauf zu erhalten, mußte zudem noch mit möglichst hoher Einschußenergie gearbeitet werden. Die unter Vorwärtswinkeln bei einer ^{3}He-Energie von 13 MeV aus ^{13}C austretenden Protonen haben also eine Energie von etwa 23 MeV, die aus ^{17}O austretenden zeigen 21 MeV. Das entspricht aufgrund der Reichweite der Teilchen beim Nachweis Detektorstärken von 3000µSi bzw. 2600µSi. Die Protonen sollten durch elektronische Verarbeitung der Signale von ΔE- und E'-Detektor eines Halbleiterteleskops identifiziert werden. Der ΔE-Detektor durfte also bei Nachweis eines Protons nicht zu dünn sein, sonst wäre bei ungünstigem Verhältnis von Signalgröße zu Rauschen keine Identifikation von Protonen über einen weiten Energiebereich möglich gewesen. Ein dicker ΔE-Detektor schloß die Identifikation von Heliumteilchen aus.

Unter Berücksichtigung aller Gegebenheiten wurde deshalb wie folgt verfahren: Es wurde die Reaktion ^{17}O(^{3}He,p) mit einem Teleskop vermessen, das aus einem 900µ starken total verarmten ΔE-Detektor und einem 2000µ starken E'-Detektor bestand. Die elastische Streuung war hier bereits bekannt, die Bestimmung des absoluten Wirkungsquerschnitts wurde über die hochenergetischen α-Teilchen aus der Reaktion ^{17}O(^{3}He,α) möglich (siehe Abschnitt 3.3.2).

Die Reaktion $^{13}C(^{3}He,p)$ wurde zunächst mit dem gleichen Teleskop vermessen. Da aber die Protonen aus dem Übergang zum Grundzustand nicht gestoppt werden konnten und außerdem die elastische Streuung gemessen werden mußte, war eine zweite Messung erforderlich. Bei dieser Messung wurde mit zwei Detektoren gleichen Raumwinkels gearbeitet, die gegen das Target gemessen, einen festen Winkelabstand von 15^{o} aufwiesen. Mit einem dieser Detektoren konnte die elastische Streuung gemessen und der absolute Wirkungsquerschnitt der Reaktion bestimmt werden (siehe Abschnitt 3.3.2). Der andere Detektor war ein 3000µ starker Halbleiterdetektor, der von einer 0,3 mm starken Ta-Folie verdeckt war. Mit diesem System wurde der Nachweis des Grundzustands möglich. Ein weiterer Detektor E" sorgte für die Eliminierung der Protonen, welche die Detektoren ΔE und E' durchdringen konnten.

3.2.2 Abgleich der Schaltung

Abbildung 2 zeigt die bei der Messung verwendete Schaltung. Im Prinzip wurde die algebraische Summe der von den beiden Halbleiterdetektoren ΔE und E' eintreffenden Signale auf den Eingang E eines Vielkanalanalysators (VKA) gegeben, die Einzelsignale wurden dem Teilchenidentifizierer (TI) zugeführt. Der Identifizierer gibt Impulse aus, deren Höhe charakteristisch für die Teilchenart ist. Seine Funktionsweise ist im Anhang zu meiner Diplomarbeit ausführlich dargestellt (Let 70). Ein geeignet eingestellter Diskriminator (DD) liefert Steuersignale, die im Vielkanalanalysator am Eingang DK bei zusätzlich geforderten Koinzidenzen für das ausschließliche Speichern von Protoenenspektren sorgen. Zur Kontrolle wurde in einem zweiten Vielkanalanalysator überprüft, welche Ereignisse von der Apparatur verworfen wurden.

Bei der Messung wurden die Halbleiterdetektoren über kurze Kabel mit ladungsempfindlichen Vorverstärkern (VV) in der Kammer verbunden. Die verstärkten Signale gelangen über etwa 20 m lange Kabel an Hauptverstärker (HV), in denen sie weiter verstärkt werden und eine Rechteckform erhalten. Zum Einstellen des Additions-Differenz-Verstärkers AD und zur Einstellung der Diskriminatoren und Koinzidenzen wurde ein Doppelpulser* eingesetzt, der wahlwei-

* HMI - Elektronik PG 16

se koinzidente und nicht koinzidente Rechteckimpuls lieferte, die in Energieeinheiten geeicht waren. Zur Addition der Impulse von ΔE- und E'-Detektor mußten bei gleicher Impulshöhe am Test-Eingang der Vorverstärker die Impulse am Ausgang des Verstärkers AD auf gleiche Größe eingestellt werden.

Die Koinzidenz K 1 erhielt Signale von den drei Halbleiterdetektoren, wenn die Impulse aus den Hauptverstärkern die niedrig eingestellten Schwellen in den Diskriminatoren D 1 , D 2 und D 3 überschritten.

Die Koinzidenz K 1 gab ein Signal an die Koinzidenz K 2 ab, wenn sie ein Signal von ΔE- und E'-Detektor, nicht aber vom E"-Detektor erhalten hatte. Durch diese Antikoinzidenz wurde verhindert, daß hochenergetische Protonen die Spektren verfälschten. Koinzidenz K 2 gab ein Signal an den Vielkanalanalysator weiter, wenn im Differentialdiskriminator DD ein Proton registriert worden war und die Koinzidenz K 1 angesprochen hatte.

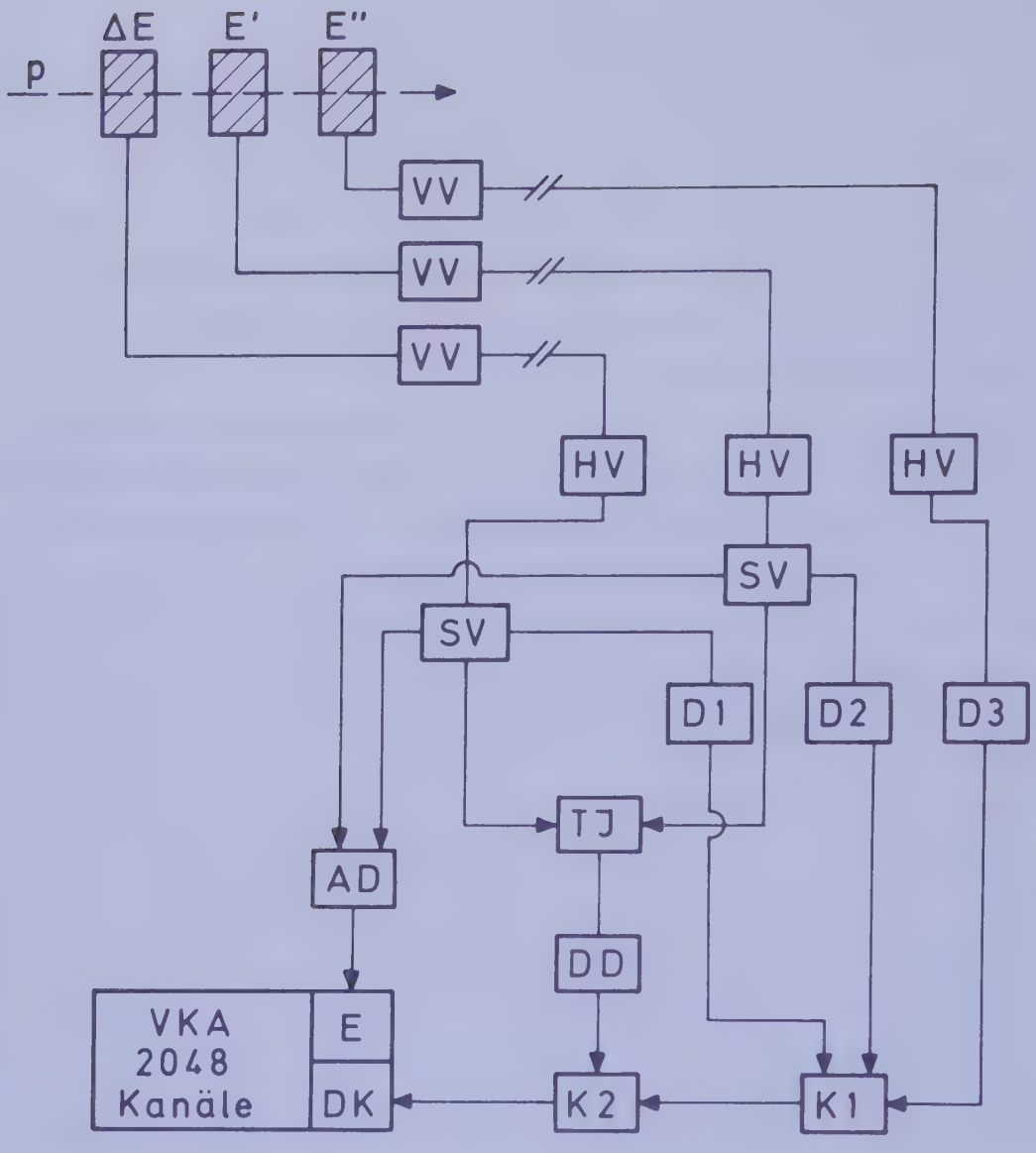


Abb. 2: Blockschaltbild der Elektronik* für ein Halbleiterteleskop.

Dem Vielkanalanalysator (VKA) wird über einen Additionsverstärker (AD) das Energiesignal zugeführt. Eine interne Koinzidenz im Analysator (DK) verwirft das Ereignis sofern kein Proton nachgewiesen wurde (K 2) , oder neben dem Nachweis koinzidenter Signale in ΔE- und E'-Detektor zusätzlich im E"-Detektor ein Teilchen registriert wurde (K 1). Weitere Erläuterungen zur Elektronik im Text.

*Bis auf den Vielkanalanalysator wurden die hier aufgeführten Geräte im Bereich Datenverarbeitung und Elektronik des Hahn-Meitner-Instituts entwikkelt und gebaut.

3.2.3 Monitor

Als Monitor diente ein am Boden der Kammer, außerhalb der Reaktionsebene, unter etwa 45° zur Strahlrichtung befestigter Halbleiterdetektor. Die Intensität einzelner starker Linien wurde unter Anwendung von Totzeitkorrekturen registriert (Let 70). Es wurden die an dem jeweils untersuchten Kern gestreuten ^{3}He-Teilchen gezählt. Im Fall von ^{17}O als Targetkern mußte jedoch die elastische Streuung am Wolfram mit hinzugezogen werden. Ein Wandern des Strahls auf dem Target hätte infolge der nicht getrennten Sauerstoff-Isotope durch eine ungleichmäßige Verteilung des Wolframoxids auf dem aus Kohlenstoff und Sauerstoff bestehenden Target Fehler ergeben.

3.3 Targets

3.3.1 Targetherstellung

Für die Messungen an ^{17}O und ^{18}O wurden die Targets in der bei Bohne (Boh 70) beschriebenen Weise hergestellt. Wolframtrioxid (WO_3) wurde in einer Argon-Schutzgas-Atmosphäre von etwa 100 Torr aus einem Tantalschiffchen durch Widerstandsheizung verdampft. Das Schutzgas verminderte die Aufspaltung des WO_3 in WO und WO_2, was bei anschließender Oxidation zu einer Erhöhung des ^{16}O-Gehalts geführt hätte. Die verdampfte Substanz wurde auf sehr dünnen Kohlenstofftargets von etwa 10µg/cm^2 Stärke aufgefangen.

Beim ^{17}O-Target wurde vom Hersteller[+] ein ^{18}O-Gehalt von 17% angegeben. Wegen der etwa gleichen Q-Werte für die (^{3}He,p)-Reaktionen an ^{17}O und ^{18}O mußte die Reaktion am ^{18}O ebenfalls vermessen werden. Bei geeigneter Normierung ließen sich die ^{18}O-Linien aus den ^{17}O-Spektren subtrahieren.

Die ^{13}C-Targets erforderten eine andere Art der Herstellung. Durch Beschuß des zu 95% mit ^{13}C angereicherten Kohlenstoffs[++]

[+] Firma Yeda, Rehovoth, Israel

[++] Hergestellt im Oak Ridge National Laboratory

mit Elektronen wurde dieser bei 2000°C verdampft. Er wurde auf einer geeignet präparierten Glasplatte aufgefangen, als Folie von der Platte abgeschwemmt und mit Hilfe von kleinen Aluminiumrahmen aufgespannt. Dieses Verfahren ist ebenso wie das Verfahren der Herstellung von Doppeltargets zur Bestimmung absoluter Wirkungsquerschnitte in meiner Diplomarbeit ausführlich dargestellt (Let 70).

Für Kontrollmessungen an ^{16}O und ^{12}C wurden reine Kohlenstofftargets bzw. freitragende Folien aus SiO_2 hergestellt.

3.3.2 Bestimmung absoluter Wirkungsquerschnitte

Mit sogenannten Doppeltargets wurden die absoluten Wirkungsquerschnitte der Reaktionen bestimmt. Diese Targets enthielten neben dem zu untersuchenden Isotop eine gewisse Belegung von Gold. Bei dem in meiner Diplomarbeit beschriebenen Verfahren (Let 70) wurden die Wirkungsquerschnitte der Prozesse an dem jeweiligen Isotop in Einheiten der Streuquerschnitte an Gold bestimmt. In dieser Arbeit konnte das Massenverhältnis zwischen Isotop und Gold nicht durch Wägung ermittelt werden, da der Prozentsatz an Verunreinigungen im Target zu hoch war. Vielmehr mußte in einer gesonderten Messung bei niedriger Einschußenergie aus dem Verhältnis der am jeweiligen Bestandteil gestreuten ^3He-Teilchen das Massenverhältnis ermittelt werden.

Für die im folgenden angegebene Formel des Wirkungsquerschnitts einer Streuung in Einheiten des bekannten Rutherford-Wirkungsquerschnitts findet sich die Ableitung in meiner Diplomarbeit (Let 70):

$$\left(\frac{d\sigma}{d\sigma_R}\right)^K_{CM}(\theta_K) = \left(\frac{Z_G(M_G+M_\tau)M_K}{M_G Z_K (M_K+M_\tau)}\right)^2 \frac{N_K A_K D_G U_G}{N_G A_G D_K U_K} \frac{\sin^4 \frac{\theta_K}{2}}{\sin^4 \frac{\theta_G}{2}}$$

Gestreut werden ^3He-Teilchen (τ) am Isotop K und an Gold G. Der Winkel θ und das Verhältnis der Wikrungsquerschnitte sind im Schwerpunktsystem angegeben. In der Klammer sind die Massen und Kernladungen der beiden Targets bzw. des ^3He-Teilchens zusammengefaßt. Die Größen N geben die im gleichen Zeitintervall an den

verschiedenen Elementen mit dem Atomgewicht A beobachteten Prozesse an. Die Faktoren U besorgen die Umrechnung der Wirkungsquerschnitte in das Laborsystem. Die Flächendichte der Targets ist D $[\mu g/cm^2]$.

Diese Formel gilt unter der Voraussetzung, daß es sich bei der entsprechenden Einschußenergie (E_a) für die Streuung am Gold um reine Coulombstreuung handelt. Ist die Einschußenergie niedrig gewählt (E_b), so gilt insbesondere auch für K:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\sigma_R}\right)^K_{CM} = 1$$

Wurde nun die Streuung bei den Energien E_a und E_b gemessen, so läßt sich das folgende Verhältnis bilden:

$$\frac{\left(\frac{d\sigma}{d\sigma_R}\right)_{E_a}(\theta_K^a)}{\left(\frac{d\sigma}{d\sigma_R}\right)_{E_b}(\theta_K^b)} = \left(\frac{d\sigma}{d\sigma_R}\right)_{E_a}(\theta_K^a) =$$

$$\frac{N_K^a N_G^b U_G^a U_K^b \sin^4\frac{\theta_K^a}{2} \sin^4\frac{\theta_G^b}{2}}{N_G^a N_K^b U_K^a U_G^b \sin^4\frac{\theta_G^a}{2} \sin^4\frac{\theta_K^b}{2}}$$

Der Wirkungsquerschnitt für die Streuung von ^3He am Isotop K bei der Einschußenergie E_a läßt sich also allein aus dem Verhältnis von Zählraten, Winkeln und Umrechnungsfaktoren bestimmen.

Für die vorliegenden Messungen bei Einschußenergien von E_a = 13 MeV und E_b = 2 MeV waren die geforderten Bedingungen erfüllt (Let 70). Die gemessenen Zählraten mußten bei niedriger Einschußenergie durch graphische Trennung der Linien im Spektrum bestimmt werden. Die Messung zeigte (Abbildung 3), daß sich innerhalb eines engen Winkelbereichs eine optimale Auflösung bei $\theta = 80^o$ ergibt. Der Bereich wird einerseits durch die Reaktions-

kinematik eingeengt, andererseits wird bei niedrigen Energien der Energieverlust im Target die Auflösung beeinträchtigen.

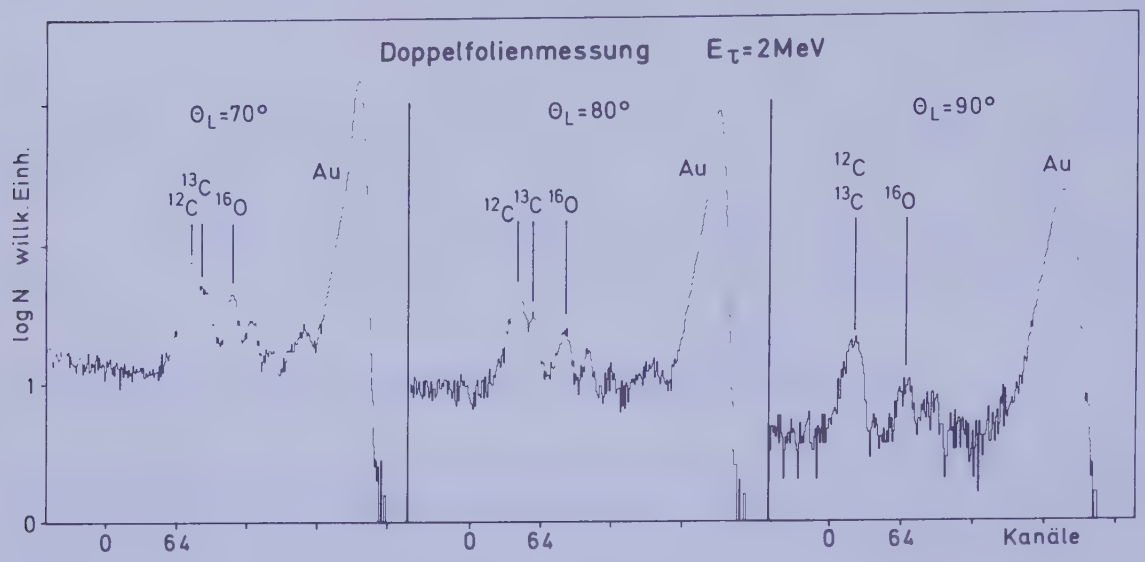


Abb. 3: Elastische Streuung von ^3He an einer sogenannten Doppelfolie, die neben Gold eine gewisse Belegung mit ^{13}C aufwies.

Bei der Auswertung wurde zunächst die an den Kohlenstoffisotopen gemessene elastische Streuung mit absoluten Wirkungsquerschnitten versehen, anschließend konnte über die Zählraten die Normierung auf die gemessene Reaktion übertragen werden. Bei der Reaktion an ^{17}O konnte die Normierung aus einer anderen Messung bezogen werden (Boh 70). Die Reaktion $^{17}O(^3He,\alpha)^{16}O$ war bei E = 11 MeV gemessen. Zum Anschluß der Einzelmessungen aneinander brauchten die in einem zweiten Vielkanalanalysator beobachteten hochenergetischen ^4He-Teilchen bei demselben Winkel und Raumwinkel nur bei den beiden Einschußenergien beobachtet zu werden. Die Übertragung der Normierung auf das Protonenspektrum bei E_τ = 13 MeV führte zu den absoluten Wirkungsquerschnitten bei der Reaktion $^{17}O(^3He,p)^{19}F$.

Die absoluten Wirkungsquerschnitte haben für die Reaktionen dieser Arbeit einen Fehler von etwa $\pm$ 15%. Er liegt höher als bei der Wägung der Targetbestandteile (Let 70), was auf die graphische Linientrennung der Streuung zurückzuführen ist.

4. Messungen

Ein Überblick über die durchgeführten Messungen unter Verwendung der verschiedenen Detektorsysteme ist bereits im Abschnitt 3.2.1 gegeben. Im einzelnen waren die Messungen an ^{13}C- und ^{17}O-Target in drei Abschnitte aufgeteilt:

1. Die Messungen der (^{3}He,p)-Reaktionen an den Targets wurden bei einer ^{3}He-Einschußenergie von 13,0 MeV durchgeführt.
2. Ebenfalls bei einer Einschußenergie von 13.0 MeV wurde die Winkelverteilung der elastisch an ^{13}C gestreuten ^{3}He-Teilchen gemessen. Das Ergebnis ist in Abbildung 4 zusammen mit der gemessenen ^{3}He-Streuung an ^{17}O bei einer Einschußenergie von E = 11.0 MeV gezeigt.
3. Bei der Bestimmung der absoluten Wirkungsquerschnitte mußte aus Streumessungen die Zusammensetzung eines sogenannten Doppeltargets ermittelt werden. Die Messungen hierzu sind in Abschnitt 3.3.2 dargestellt.

4.1 Die Reaktion $^{13}C(^{3}He,p)^{15}N$

Die Spektren der gemessenen Reaktion wurden in Impulshöhenanalysatoren mit 2048 Kanälen gespeichert. Sie wurden einzeln an einen PDP 15-Rechner übertragen und dort auf einem Magnetband gespeichert. Die Auswertung wurde am Siemens 4004-Rechner des Hahn-Meitner-Instituts mit Hilfe des Liniensuchprogramms TEPEL (Tep 66) vorgenommen.

Abbildung 5 zeigt ein Spektrum der Reaktion bei einem Laborwinkel von 40°. Im Zusammenhang damit wird in Tabelle 1 das beobachtete Niveauschema von ^{15}N gezeigt. Zur Identifikation der Störlinien und zur Eliminierung derselben wurde die (^{3}He,p)-Reaktion bei gleichen Versuchsbedingungen ebenfalls an einem ^{12}C-Target und einem ^{16}O-Target vermessen (Abbildung 6). Mit dem verwendeten Zählerteleskop konnte eine Auflösung von etwa 45 keV erzielt werden. Die dem Grundzustand im ^{15}N-Kern zugeordneten Protonen konnten im zunächst verwendeten Teleskop nicht gestoppt werden. Ihre Messung wurde erst nach Abbremsung in einer 0.3 mm

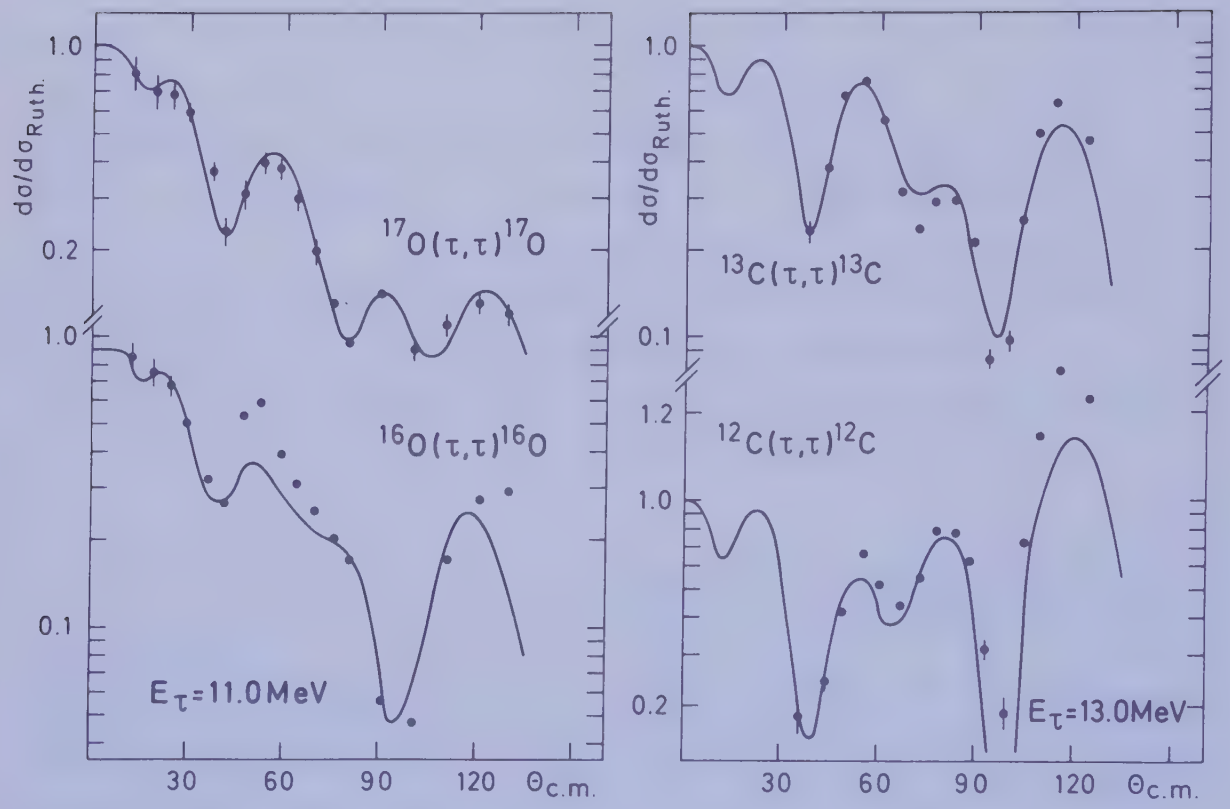


Abb. 4: Winkelverteilungen der elastischen Streuung von ^{3}He an Sauerstoff - (Boh 70) und Kohlenstoffisotopen. Die ausgezogenen Kurven sind dienach dem optischen Modell errechneten Verteilungen (siehe Abschnitt 5.1.3).

starken Tantalscheibe möglich. Abbildung 7 zeigt ein in dieser Weise gemessenes Spektrum. Den Anschluß dieser Messung an die Messungen ohne Absorber ließen die Zustände mit höherer Anregungsenergie zu.

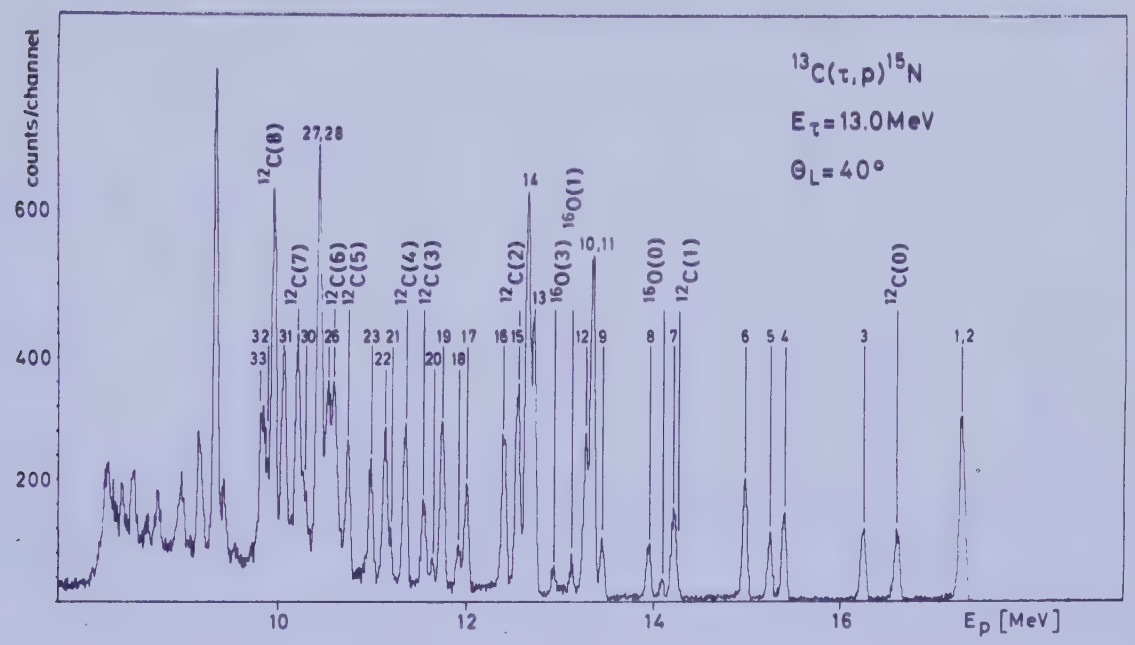
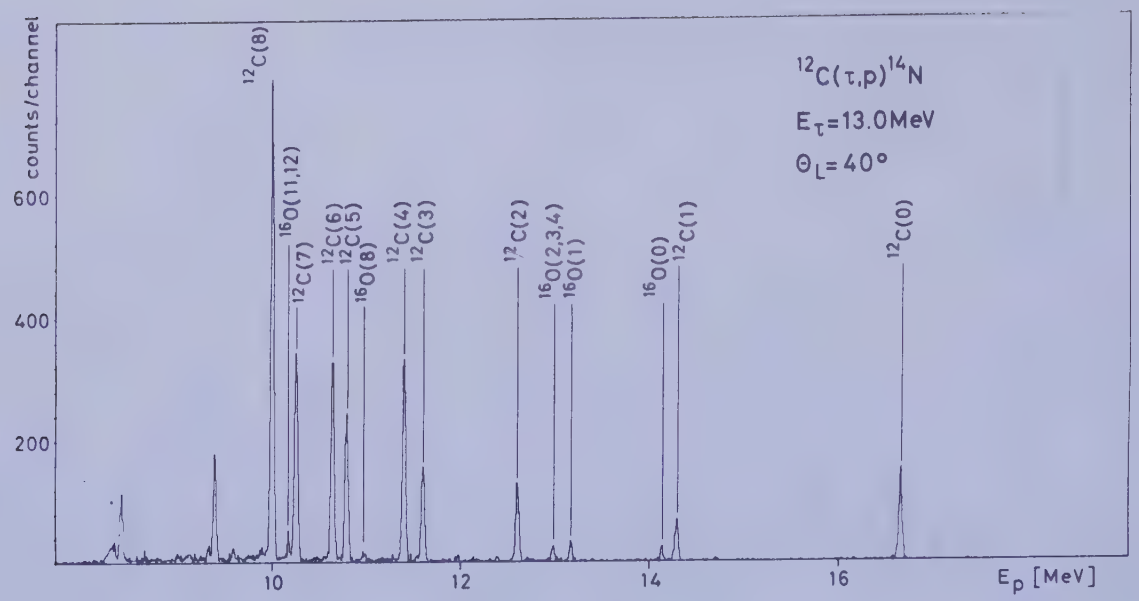


Abb. 5: Spektrum der Reaktion $^{13}C(^3He,p)^{15}N$, bei einem Laborwinkel von 40° gemessen. Anregungsenergien und Spins der Niveaus finden sich in Tabelle 1. Störlinien sind durch entsprechende Reaktionen bezeichnet.

Tabelle 1: Anregungsenergien von ^{15}N, soweit sie beim Experiment $^{13}C(^3He,p)^{15}N$ beobachtet werden konnten (Ajz 70)(Mai W 73)

Nr.	J^π; T	E_x [MeV]	Nr.	J^π; T	E_x [Mev]
0	$1/2^-$;1/2	0.0	14	7/2	9.829
1	$5/2^+$	5.271	15	$3/2^-$	9.929
2	$1/2^+$	5.299	16	$3/2^+$	10.070
3	$3/2^-$	6.324	17	(3/2...7/2)	10.431
4	$3/2^+$	7.155	18	$3/2^+$	10.536
5	$3/2^+$	7.301	19	$(1/2,3/2)^-$	10.700
6	$7/2^+$	7.566	20	$3/2^-$	10.800
7	$1/2^+$	8.313	21	≥3/2	11.236
8	$3/2^+$	8.576	22	$1/2^-$	11.294
9	$1/2^+$	9.053	23	$1/2^+$	11.438
10	$3/2^-$	9.152			
11	$5/2^{(+)}$	9.155	31	$5/2^{(+)}$	12.326
12	$1/2^-$	9.225	32	$5/2^+$	12.493
13	$5/2^-$	9.762	33	$5/2^+$; 3/2	12.52

(a)



(b)

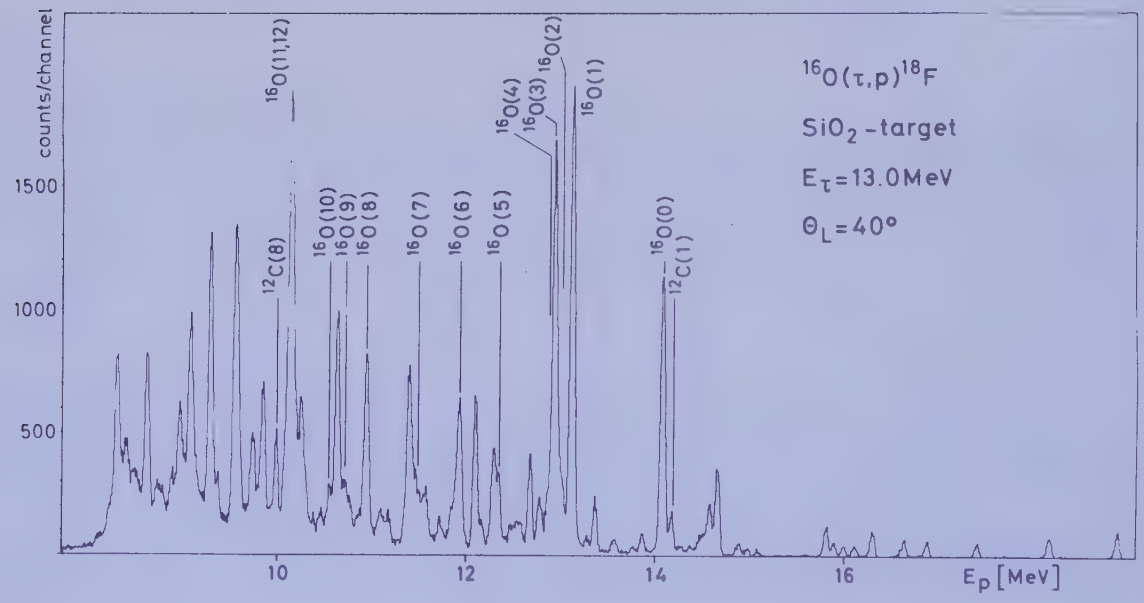


Abb. 6: An einem ^{12}C-Target (a) und einem ^{16}O-Target (b) gemessene (^3He,p)-Reaktionen zur Eliminierung von Störlinien bei der Reaktion $^{13}C(^3He,p)^{15}N$.

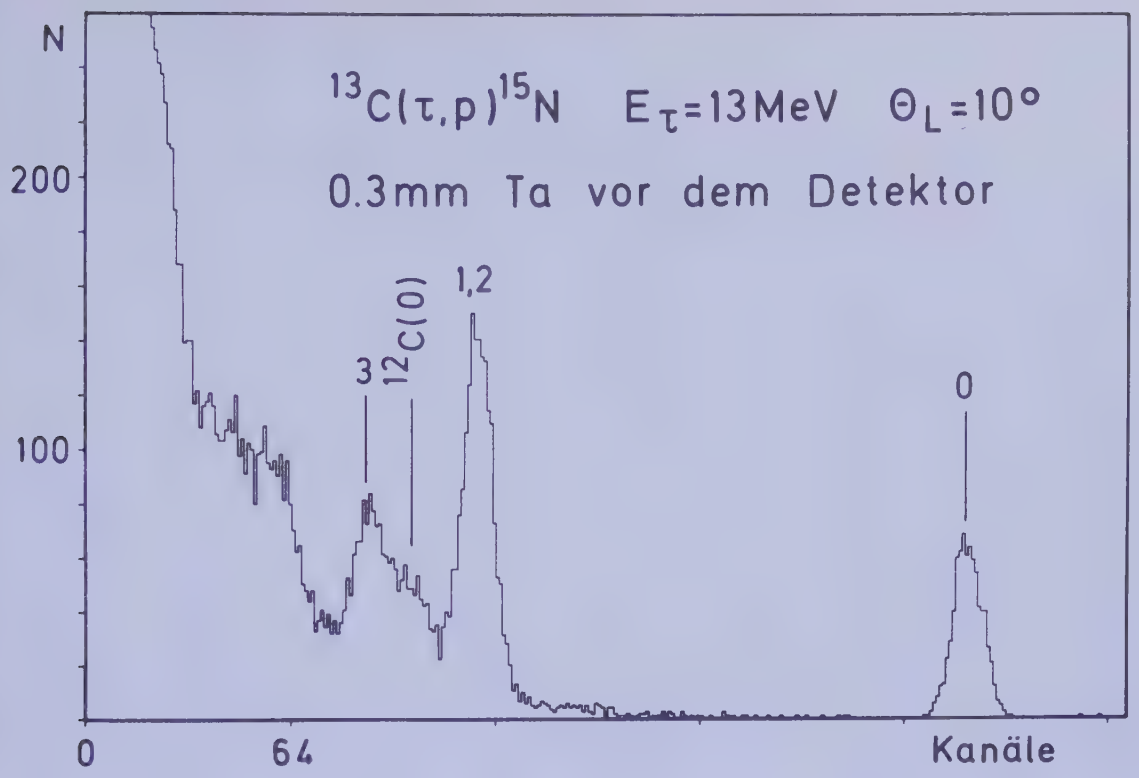


Abb. 7: Nachweis des Grundzustands bei der Reaktion $^{13}C(^3He,p)^{15}N$ durch Einsatz einer Absorberfolie vor dem Detektor.

4.2 Die Reaktion $^{17}O(^3He,p)^{19}F$

Bei der Messung am ^{17}O-Target mußte der Teilchenstrom wegen der elastisch an Wolfram gestreuten ^3He-Teilchen unter Vorwärtswinkeln stark reduziert werden. Die Wirkungsquerschnitte für Übergänge zu Zuständen negativer Parität in ^{19}F sind um etwa eine Größenordnung kleiner als zu Zuständen positiver Parität (Abb. 8) . Tabelle 2 zeigt die beobachteten Anregungsenergien im Endkern ^{19}F. Um bei den verhältnismäßig kleinen Linieninhalten dieser Zustände dennoch verläßliche Ergebnisse zu erhalten, wurde unter denselben Versuchsbedingungen die Reaktion an einem ^{18}O-Target gemessen (Abb. 8) . Die beiden Zustände negativer Parität in ^{19}F mit einer Anregungsenergie von etwa 4.0 MeV ließen sich selbst durch einen Vergleich der beiden Spektren nicht auswerten, denn die Reaktion an Kohlenstoff zeigt bei derselben Protonenenergie eine zu starke Linie.

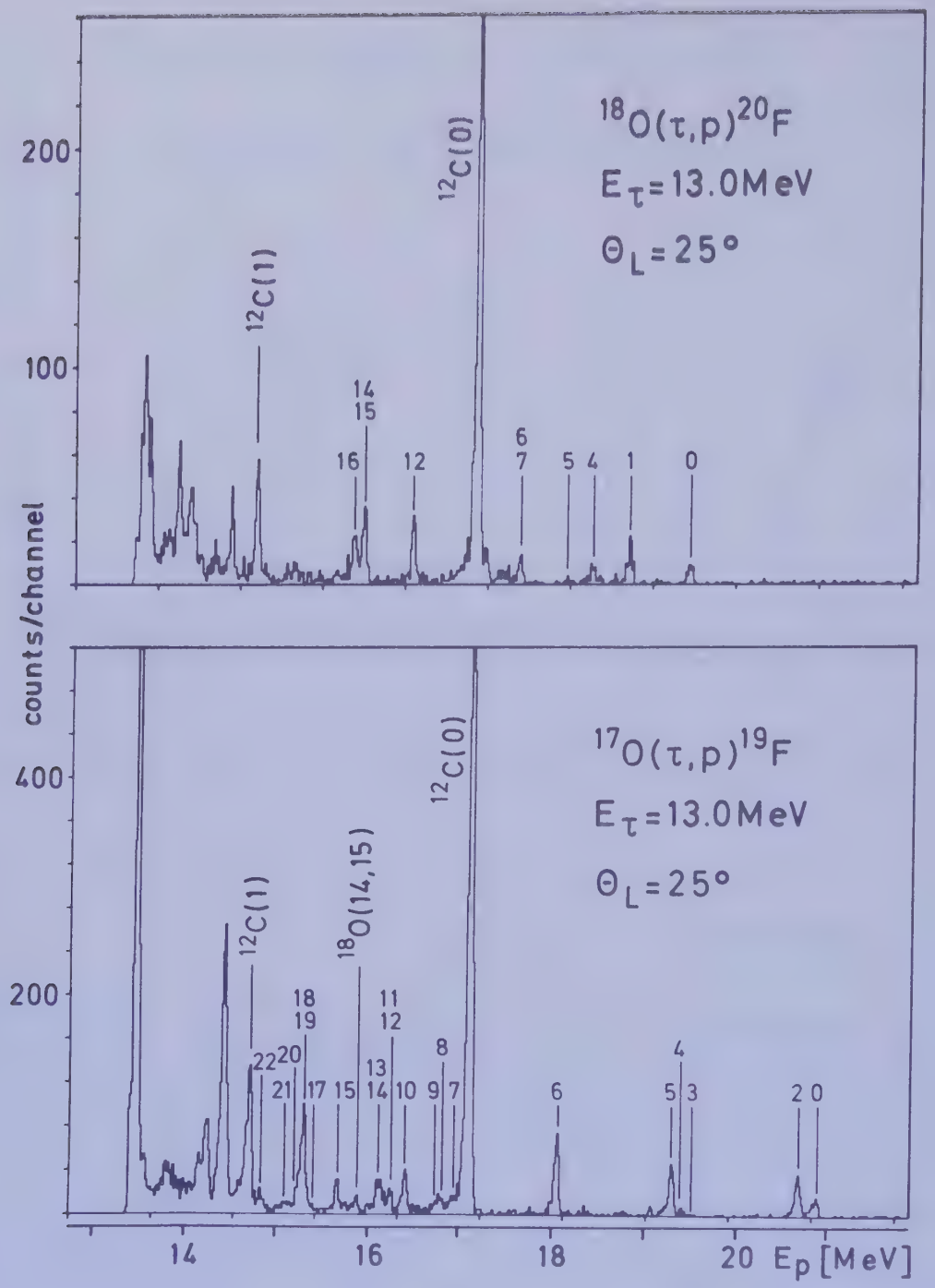


Abb. 8: Spektren der Reaktion $^{17}O(^3He,p)^{19}F$ und $^{18}O(^3He,p)^{20}F$, bei einem Laborwinkel von 25° gemessen. Störlinien sind durch entsprechende Reaktionen gekennzeichnet. Die Anregungsenergien und Spins der Endkernniveaus zeigt Tabelle 2.

Tabelle 2: Bei der Reaktion $^{17}O(^{3}He,p)^{19}F$ beobachtete Anregungsenergien des Kerns ^{19}F (Ajz 72).

Nr.	J^{π}; T	E_x[MeV]	Nr.	J^{π}; T	E_x[MeV]
0	$1/2^+$; 1/2	0.0	11	$5/2^+$	4.555
1	$1/2^-$	0.110	12	$3/2^-$	4.558
2	$5/2^+$	0.197	13	$13/2^-$	4.648
3	$5/2^-$	1.346	14	$5/2^-$	4.633
4	$3/2^-$	1.459	15	$5/2^{(-)}$	5.106
5	$3/2^+$	1.554	16	1/2	5.340
6	$9/2^+$	2.778	17	$7/2^-$	5.428
7	$3/2^{(+)}$	3.907	18	$7/2^+$	5.464
8	$7/2^-$	3.999	19	$3/2^+$	5.499
9	$9/2^-$	4.033	20	$(5/2^+,7/2^-)$	5.540
10	$7/2^+$	4.378	21	$(1/2^-,3/2^-)$	5.630

5. Analyse der Meßdaten

5.1 Theorie der 2-Nukleon-Transfer-Reaktion

Geht man von der Annahme aus, daß bei einer 2-Nukleon-Transfer-Reaktion A (a,b) B vom Targetkern A zwei Nukleonen x aus dem Projektil a = b + x in unbesetzte Zustände des Endkerns B eingefangen werden, während das auslaufende Teilchen b nur für die Erhaltung von Energie, Impuls und Drehimpuls sorgt, so betrachtet man die Transferreaktion als eine direkte Reaktion. Wie bei dem Transfer nur eines Nukleons gibt die Winkelverteilung der auslaufenden Teilchen b einen Hinweis auf den Wert des übertragenen Bahndrehimpulses. Die Größe des Wirkungsquerschnitts ist ein Maß für die Wahrscheinlichkeit eines solchen Transfers.

Die im nachfolgenden Abschnitt gegebene Ableitung des Wirkungsquerschnitts in "Distorted Wave Born Approximation" (DWBA) folgt der Darstellung von Satchler (Sat 65) und Glendenning (Gle 65). Danach wird die Berechnung des für die 2-Nukleon-Transfer-Reaktion wichtigen Formfaktors angegeben. Der Gang der Rechnung entspricht im wesentlichen der Darstellung von Pühlhofer (Püh 66). Ausführlich wurde der Transfer zweier Nukleonen von Towner und Hardy behandelt (Tow H 69).

5.1.1 Berechnung des Wirkungsquerschnitts in DWBA

In der DWBA ist die Übergangsamplitude für eine Kernreaktion A(a,b)B der oben beschriebenen Art gegeben durch

$$T = \langle \chi_{bB}^{(-)} \psi_b \psi_B \mid V \mid \psi_a \psi_A \chi_{aA}^{(+)} \rangle$$

Die Wellenfunktionen $\chi_a^{(+)}$, $\chi_b^{(-)}$ beschreiben die elastische Streuung von a,b an A,B im Eingangs- bzw. Ausgangskanal im Rahmen des optischen Modells (vgl. Abschnitt 5.1.2). Die Größen ψ_a, ψ_A, ψ_b, ψ_B sind die inneren Wellenfunktionen von a,A,b,B; und V ist das für den Transfer verantwortliche Wechselwirkungspotential. Dieses Gesamtpotential läßt sich näherungsweise beschreiben durch die Wechselwirkung V_{bx} zwischen b und x, wodurch Rumpfanregungen ausgeschlossen werden. Das innere Matrix-

element $\langle \psi_b \psi_B | V | \psi_a \psi_A \rangle$ enthält alle Informationen über Kernstruktur, Auswahlregeln und Reaktionstyp.

Um dieses innere Matrixelement unter der für die Wechselwirkung gemachten Annahme zu berechnen, entwickelt man die innere Wellenfunktion des Endkerns ψ_B nach den Wellenfunktionen des Targets ψ_A und des transferierten Nukleonenpaares ψ_{12}^{JT}

$$\Psi_B = \sum_{\substack{JT \\ K}} C_K \left(\begin{matrix} J_A & J \\ M_A & M \end{matrix} \middle| \begin{matrix} J_B \\ M_B \end{matrix} \right) \left(\begin{matrix} T_A & T \\ T_{ZA} & T_Z \end{matrix} \middle| \begin{matrix} T_B \\ T_{ZB} \end{matrix} \right) \Psi_A \, \Psi_{12}^{JT}$$

Die Koeffizienten C_K enthalten die Konfigurationsmischungskoeffizienten von ψ_B und ψ_A sowie je nach Darstellung der Ausgangswellenfunktionen fractional-parentage-Koeffizienten und Umkopplungskoeffizienten (siehe Anhang 7.1). Die Clebsch-Gordan-Koeffizienten sorgen für die richtige Vektorkopplung.

Die 2-Teilchen-Wellenfunktion ψ_{12}^{JT} enthält neben der inneren Struktur von x auch die Bewegung des Schwerpunkts von x relativ zu A. Um diese Bewegung separieren zu können, muß man nach Übergang von jj- zu LS-Kopplung eine Entkopplung von Orts- (Bahndrehimpuls L) und Spin-Isospin-Raum (S,T) vornehmen. Ausgehend von den beiden 1-Teilchen-Zuständen $|n_1(\ell_1 s_1) j_1\rangle$, $|n_2(\ell_2 s_2) j_2\rangle$ ergibt sich dann:

$$\Psi_{12}^{JT} = |n_1(\ell_1 s_1) j_1 , n_2(\ell_2 s_2) j_2 \; JT\rangle$$

$$= \sum_{\substack{LS \\ M_L M_S}} \left(\begin{matrix} L & S \\ M_L & M_S \end{matrix} \middle| \begin{matrix} J \\ M \end{matrix} \right) \left[\begin{matrix} \ell_1 & s_1 & j_1 \\ \ell_2 & s_2 & j_2 \\ L & S & J \end{matrix} \right] |(n_1\ell_1, n_2\ell_2) L\rangle \, |s_1 s_2 S\rangle \, |T\rangle$$

Die eckige Klammer besorgt den Übergang von der jj- zur LS-Darstellung. Die Transformation auf die Schwerpunktsbewegung von x bezüglich A (NL') und die innere Bewegung von x ($n\ell$) läßt sich in einer Oszillatorbasis mit Hilfe der Moshinsky-Koeffizienten durchführen:

$$|(n_1\ell_1, n_2\ell_2) L\rangle = \sum_{\substack{nN \\ L'}} (n\ell \, NL' L \,|\, n_1\ell_1 n_2\ell_2 L) \cdot |n\ell \, NL' L\rangle$$

Bei den tatsächlichen Rechnungen wurden die 1-Teilchen-Wellenfunktionen in einem Woods-Saxon-Potential berechnet, um ihr Verhalten am Kernrand möglichst gut beschreiben zu können. Diese Woods-Saxon-Wellenfunktionen wurden dann nach Oszillator-Wellenfunktionen entwickelt. In dieser Basis konnte schließlich die Moshinsky-Transformation durchgeführt werden.

Die innere Wellenfunktion des Projektils ψ_a wird nach den Wellenfunktionen des übertragenen Nukleonenpaares ψ_x^{ST} und des auslaufenden Teilchens ψ_b sowie der Relativbewegung zwischen b und x in a (φ_{bx}) entwickelt.

$$\psi_a = \sum_{ST} a_{ST} \left(\begin{matrix} S_b & S \\ M_{S_b} & M_S \end{matrix} \middle| \begin{matrix} S_a \\ M_{S_a} \end{matrix} \right) \left(\begin{matrix} T_b & T \\ T_{z_b} & T_z \end{matrix} \middle| \begin{matrix} T_a \\ T_{z_a} \end{matrix} \right) \psi_b \, \varphi_{bx} \, \psi_x^{ST}$$

Befinden sich im ^{3}He alle Nukleonen in der 1S1/2-Schale eines harmonischen Oszillators, so erweist sich die Umkopplung auf LS-Darstellung sowie Relativ- und Schwerpunktskoordinaten als einfach.

Wird in der DWBA mit Nullreichweitennäherung gerechnet, so gilt

$$V_{bx} \, \varphi_{bx} = D_0 \, \delta(\vec{r}_{bx})$$

Die Berechtigung dieser Näherung im Falle des 2-Nukleonen-Transfers wird in Abschnitt 6.1 diskutiert.

Behalten beim Transfer die beiden Nukleonen ihren Zustand mit relativem $\ell = 0$ bei, so gilt ferner $|n\ell\, NL'\, L> = |n0> \; |NL> = \psi_x^n \cdot \varphi_{xA}^{NL}$

Zur Definition des sogenannten Formfaktors separiert man φ_{xA}^{NL} in Radial- und Winkelanteil

$$\varphi_{xA}^{NL} = \frac{u_{NL}(r_{xA})}{r_{xA}} \, i^L \, Y_L^M(\hat{r}_{xA})$$

Das innere Matrixelement läßt sich dann unter Anwendung der Null-

reichweitennäherung folgendermaßen ausdrücken:

$$\langle \psi_b \psi_B | V | \psi_a \psi_A \rangle \sim D_0 \sum_{JT} \begin{pmatrix} J_A & J & J_B \\ M_A & M & M_B \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} T_A & T & T_B \\ T_{ZA} & T_Z & T_{Zb} \end{pmatrix} \sum_{\substack{LS \\ M_L M_S}} \begin{pmatrix} L & S & J \\ M_L & M_S & M \end{pmatrix} \begin{pmatrix} S_b & S & S_a \\ M_{Sb} & M_S & M_{Sa} \end{pmatrix} \cdot b_{ST} \cdot D(S,T) \; F^{*}_{LSJT}(r_{aA}) \, i^{-L} \, Y_L^{M*}(\hat{r}_{aA})$$

mit dem Formfaktor

$$F_{LSJT}(r_{aA}) = \sum_{\substack{nN \\ K}} A_K^{nNL} \, \mathfrak{Q}_n \, \frac{u_{NL}(r_{aA})}{r_{aA}}$$

Die Größe b_{ST} entspricht der spektroskopischen Amplitude im Projektil D(S,T) gibt den Spin-Isospin-Austauschcharakter der Wechselwirkung an (Tow H 69), (Har T 67). $\mathfrak{Q}_n$ ist das Ergebnis der Integration über die innere Bewegung im Nukleonenpaar x, in Projektil und Target.

Die spektroskopische Information über Target und Endkern ist in den Koeffizienten A_K^{nNL} enthalten. Sie setzen sich aus den in Abschnitt 7.1 definierten Koeffizienten γ_K, den jj-LS Umkopplungskoeffizienten sowie den Moshinsky-Koeffizienten zusammen. Die kohärente Summation über n,N und K verhindert die Extraktion eines spektroskopischen Faktors wie beim 1-Nukleon-Transfer und macht dadurch den 2-Nukleon-Transfer empfindlich auf Konfigurationsbeimischungen.

Wegen der Energiebedingung im harmonischen Oszillator braucht von der Summation über n und N nur eine unabhängig durchgeführt zu werden.

Mit dem oben definierten Formfaktor läßt sich die Übergangsamplitude T und daraus der differentielle Wirkungsquerschnitt berechnen (Sat 64):

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\mu_a \mu_b}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{k_b}{k_a} \frac{1}{(2J_A+1)(2S_a+1)} \sum_{\substack{M_A M_B \\ m_a m_b}} |T|^2$$

μ und k sind die reduzierten Massen und Wellenzahlen.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{2J_B+1}{2J_A+1} \sum_J \sum_{LST} b_{ST}^2 \, D(S,T)^2 \left(\begin{matrix} T_A & T \\ T_{Z_A} & T_Z \end{matrix} \middle| \begin{matrix} T_B \\ T_{Z_B} \end{matrix} \right) \cdot \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{DWUCK}$$

$$= \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{OPTIMA}$$

Bei den Rechnungen wurde eine für die Berechnung von 2-Nukleon-Transferreaktionen modifizierte Version des Programms DWUCK (Kun 67) verwendet, das Programm OPTIMA von Sichelschmidt (Sic 72).

Die inkohärente Summation über L,S stellt eine Näherung dar, bei der die Spin-Bahn-Wechselwirkung in Ein- und Ausgangskanal vernachlässigt wird (Nel F 73),(Nel C 70).

Auswahlregeln

Aus der oben beschriebenen Theorie ergeben sich folgende Auswahlregeln für den Zweiteilchentransfer:

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$$
$$\vec{J}_A = \vec{J} + \vec{J}_B$$
$$\vec{T}_A = \vec{T} + \vec{T}_B$$

Die Paritäten gehorchen der Auswahlregel:

$$\pi_A \cdot \pi_B = (-1)^L$$

Im allgemeinen können verschiedene Werte von L bei gegebenem Endzustand und gegebener Teilchenkonfiguration (1, 2) zum Übergang beitragen:

$$\vec{L} = \vec{l}_1 + \vec{l}_2$$
$$\vec{J} = \vec{j}_1 + \vec{j}_2$$

Spin-Isospin-Austauschcharakter der Wechselwirkung

Nach Glendenning (Gle 65) ist b_{ST}^2 für eine (^{3}He,p)-Reaktion gegeben durch:

$$b_{ST}^2 = 1/2 \left(D(0,1)^2 \delta_{S0} \delta_{T1} + D(1,0)^2 \delta_{S1} \delta_{T0} \right)$$

Dieser Ausdruck rührt her von einem Überlappintegral, das die Spin-Isospin-Wellenfunktionen des transferierten Paares sowie die Grundzustands-Wellenfunktion des A = 3 - Systems enthält.

Es kann sowohl der Transfer mit S = 0,T = 1 als auch der mit S = 1, T = 0 stattfinden. Mit welcher Wahrscheinlichkeit dies geschieht, hängt u.a. von dem Spin-Isospin-Austauschcharakter der Wechselwirkung ab, woraus sich der Faktor $D(S,T)^2$ berechnen läßt (Tow H 69), (Har T 67). Wäre die Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung spinunabhängig, so würde $D(0,1)^2 = D(1,0)^2$ gelten. In Tabelle 3 sind die Verhältnisse $D(0,1)^2/D(1,0)^2$ für verschiedene Mischungen der Wechselwirkungskräfte aufgeführt (Har T 67).

Tabelle 3: Für verschiedene Mischungen von Kernkräften berechnete Faktoren $D(S,T)^2$.

Kräfte	Mischungen der Kräfte			
	Wigner	Rosenfeld	Soper	Gillet
Wignerkraft	1	-0,13	0,4	0,35
Majoranakraft	0	0,93	0,33	0,35
Bartlettkraft	0	0,46	0,17	-0,10
Heisenbergkraft	0	-0,26	0,10	0,40
$D(1,0)^2$	1,0	0,49	0,35	0,30
$D(0,1)^2$	1,0	0,81	0,75	0,72
$D(0,1)^2/D(1,0)^2$	1,0	1,67	2,13	2,38

Im Prinzip kann man also mit Hilfe einer (^{3}He,p)-Reaktion den Spin-Isospin-Austauschcharakter der Wechselwirkung studieren.

5.1.2 Praktische Durchführung der DWBA

Die Streuwellenfunktionen $\chi_{aA}^{(+)}$ und $\chi_{bB}^{(-)}$ im Eingangs- und Ausgangskanal werden im optischen Modell berechnet. Das optische Potential ist von folgender allgemeiner Form:

$$U^{opt}(r) = V_C(r) + U_R \cdot f(r; R_R, a_R) + i\,[W_V \cdot f(r; R_I, a_I) + a_I' W_0 \frac{d}{dr} f(r; R_I, a_I)] + V_{so} \left(\frac{\hbar}{m_\pi c}\right)^2 (\vec{l}\cdot\vec{\sigma}) \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f(r; R_{so}, a_{so})$$

mit $$f(r; R_x, a_x) = (1 + \exp((r - R_x)/a_x))^{-1}$$

$$R_x = r_x \cdot A^{1/3}$$

Die Größe V_C ist das abstoßende Potential einer homogen geladenen Kugel vom Radius $R_C = r_C \cdot A^{1/3}$. Der Realteil des Potentials ist U_R. Der Imaginärteil gliedert sich in Volumenanteil W_V und Oberflächenanteil W_O. Die Größe V_{so} stellt schließlich den Spin-Bahn-Anteil des optischen Potentials dar.

Im Eingangskanal der Reaktionen, d.h. der elastischen Streuung von ^{3}He an ^{13}C bzw. ^{17}O, standen Messungen zur Analyse der entsprechenden Parametersätze zur Verfügung. Es waren dies die Streuung von ^{3}He an ^{17}O bei einer Einschußenergie von 11 MeV (Bo 70) und die zugleich mit der Reaktion an ^{13}C gemessene elastische Streuung.

Üblicherweise greift man bei der Beschreibung der elastischen Streuung zu Parametersätzen, die aus Streuexperimenten an Nachbarkernen bei vergleichbarer Energie gewonnen wurden. Hier lagen im Massenbereich von A = 15 bis A = 18 experimentelle ^{3}He-Streudaten vor (Bo 70), die hervorragend durch ein optisches Potential beschrieben werden. Im Fall von ^{17}O konnte der Parameter-

satz ungeändert für die Reaktion übernommen werden. Für die Streudaten an ^{13}C und das im Target zu einem hohen Prozentsatz mit vorhandene ^{12}C waren die entsprechenden Parametersätze durch Variation einzelner Parameter zu gewinnen. Hierzu stand das Suchprogramm JIB 3 R D (Hil H 69) zur Verfügung, bei dem sich durch Freigabe gewisser Parameter die Funktion

$$\chi^2 = N^{-1} \sum_{i=1}^{N} \left(\left(\sigma_{exp}(\vartheta_i) - \sigma_{ber}(\vartheta_i) \right) / \Delta\sigma_{exp}(\vartheta_i) \right)^2$$

minimalisieren läßt. N ist die Anzahl der experimentellen Punkte, σ_{exp} und σ_{ber} sind die experimentellen bzw. berechneten Wirkungsquerschnitte und $\Delta\sigma_{exp}$ ist der Fehler des gemessenen Wertes. Mit einem Potential U_R von etwa 150 MeV konnte in allen Fällen die Streuung zufriedenstellend beschrieben werden (Abbildung 4 und Tabelle 4). Die aber schon zuvor beobachteten Besonderheiten in der elastischen Streuung von ^{3}He an ^{16}O (Bo 70) zeigen sich hier verstärkt beim vorhergehenden Schalenabschluß der Streuung von ^{3}He an ^{12}C. Der Parametersatz für die Streuung an ^{12}C weicht entscheidend von allen anderen ab.

Tabelle 4: Optische Potentiale, welche die Streuung von ^{3}He an verschiedenen Sauerstoff- und Kohlenstoffisotopen optimal beschreiben.

Target	E_τ [MeV]	U_R [MeV]	R [fm]	a_R [fm]	W_V [MeV]	I [fm]	a_I [fm]
^{17}O	11.0	166.30	1.15	0.694	14.71	1.68	0.562
^{16}O	11.0	168.50	1.12	0.746	8.45	1.95	0.926
^{13}C	13.0	167.0	1.33	0.598	13.70	1.87	0.645
^{12}C	13.0	132.1	1.57	0.628	8.46	2.35	0.109

Im Ausgangskanal sind die Verhältnisse anders: Eine entsprechende elastische Streuung wurde nicht gemessen, zumal diese dann ohnehin nur für die Übergänge zu den betreffenden Grundzuständen von Bedeutung gewesen wäre.

Es gibt eine ganze Anzahl von Versuchen, die elastische Streuung von Neutronen und Protonen an Kernen kleiner und mittlerer Masse bei verschiedenen Einschußenergien durch Parametersätze zu beschreiben, in denen die Potentiale bzw. Radien eine Funktion von Targetmasse und Energie sind. Hier wurde der Versuch unternommen, bei bekannten Sätzen im Eingangskanal durch Beschreibung der Reaktionswinkelverteilungen in DWBA eine Auswahl aus den im Ausgangskanal zur Verfügung stehenden Parametersätzen zu treffen. Zur Diskussion standen die Sätze von Becchetti et al.(Bec G 69), Rosen et al. (Ros B 65) und Watson et al. (Wat S 69). Dabei sollten die Konfigurationen der Endzustände nach allen zur Verfügung stehenden Informationen durch die in die DWBA-Rechnungen eingebrachten Wellenfunktionen mit hoher Wahrscheinlichkeit beschrieben sein. Aus weiter unten einsichtigen Gründen (Abschnitt 6.2) fiel die Wahl im Endkern ^{15}N auf Zustände mit einer Anregungsenergie von Ex = 0.0 und 7.301 MeV, in ^{19}F waren es die Zustände mit Ex = 0.0 und 1.554 MeV.

Tabelle 5 enthält die zur Verfügung stehenden Parametersätze. Abbildung 9 zeigt die mit durchgehend konstanter Normierung als Verhältnis von experimenteller und berechneter Winkelverteilung erzielte Anpassung. Zur Interpretation der Meßwerte insgesamt fiel die Wahl auf den Parametersatz von Watson et al. (Wat S 69).

Die Formfaktorberechnungen wurden mit dem Programm FOCAL von Pühlhofer (Püh 69) durchgeführt; dieses Programm war Bestandteil des Programms OPTIMA (Sic 72).

Wichtige Eingabeparameter für den Formfaktor sind die Bindungsenergien der beiden transferierten Teilchen E_1 und E_2. Im Fall der Reaktion $^{13}C(^{3}He,p)^{15}N$ wurden die Bindungsenergien in der Weise ermittelt, daß für das Neutron der Mittelwert aus den Bindungsenergien in ^{14}C und ^{15}N bestimmt wurde, für das Proton war es der Mittelwert in ^{15}N. Dieses Verfahren berücksichtigt also trotz gleichzeitiger Übertragung der Nukleonen die im allgemeinen niedrigere Bindungsenergie des Protons.

Die Wellenfunktion jedes übertragenen Nukleons wurde in einem Saxon-Woods-Potential unter Anpassung der Potentialtiefe V_o an die experimentelle Bindungsenergie berechnet. Für denRadius

$R = r_o A^{1/3}$ wurde in allen Fällen r_o = 1,25 fm und für die Diffuseness a = 0.65 fm gewählt. Die Größe A ist die Massenzahl des Targets.

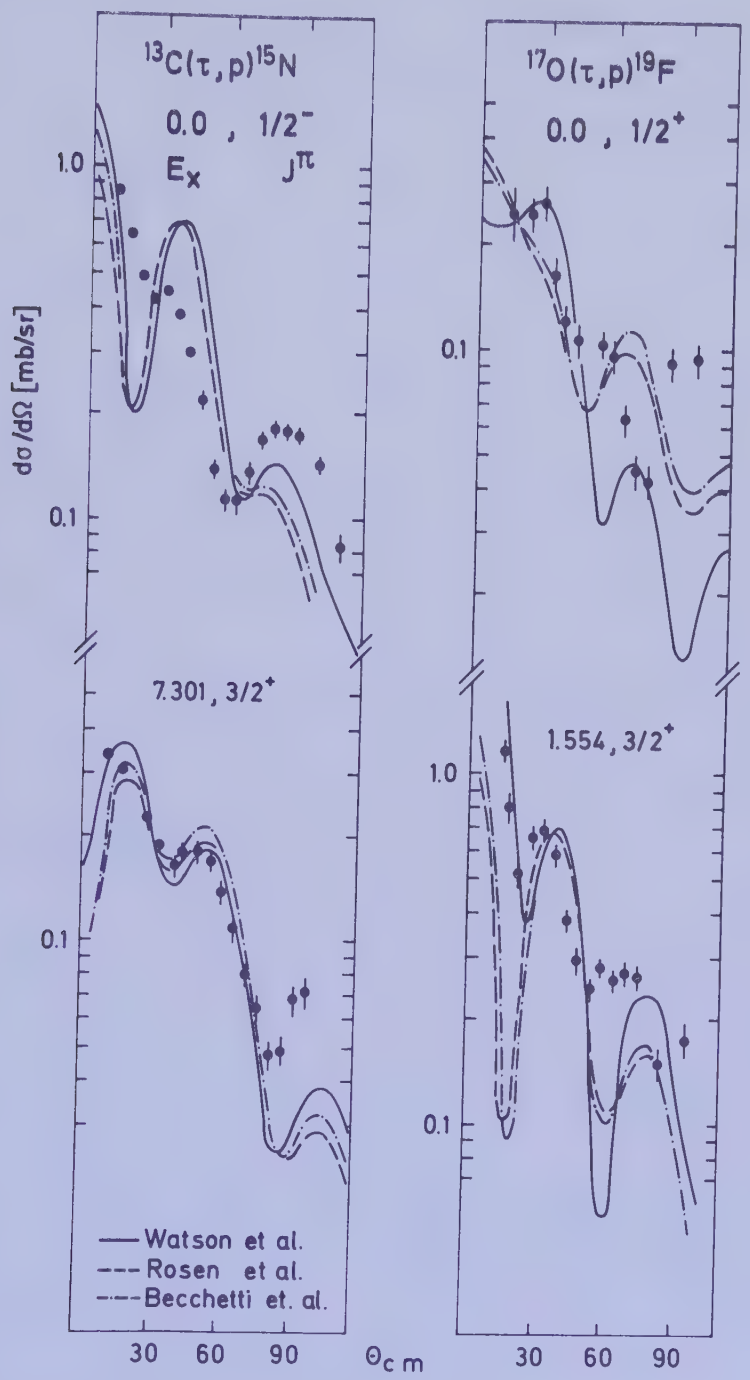


Abb. 9: Test verschiedener DWBA-Parametersätze für ausgesuchte Übergänge der Reaktionen $^{13}C(^3He,p)^{15}N$ und $^{17}O(^3He,p)^{19}F$.

Watson et al. (Wat S 69)
Rosen et al. (Ros B 65)
Becchetti et al. (Bec G 69)

Tabelle 5: Optische Potentiale für die Reaktionen $^{13}C(^{3}He,p)^{15}N$ und $^{17}O(^{3}He,p)^{19}F$ im Ausgangskanal

Reaktion	U_R [MeV]	R [fm]	a_R [fm]	W_V [MeV]	W_O [MeV]	I [fm]	a_I [fm]	V_{so} [MeV]	so [fm]	a_{so} [fm]	c [fm]	
$^{13}C(^{3}He,p)$	$56.7 - 0.3E_L$	1.17	0.75	$0.22E_L - 2.7^*$	$50.4 - E_L$	1.32	0.51	12.4	1.01	0.75	1.45	a)
	$53.8 - 0.33E_L$	1.25	0.65	0	30.0	1.25	0.65	11.0	1.25	0.70	1.25	b)
	$62.9 - 0.3E_{CM}$	1.15	0.57	0	$2.7 + 2.56E_{CM}$ $41.1 - 0.24E_{CM}$**	1.15	0.50	11.0	1.15	0.57	1.15	c)
$^{17}O(^{3}He,p)$	$56.7 - 0.3E_L$	1.17	0.75	$0.22E_L - 2.7^*$	$49.72 - E_L$	1.32	0.55	12.4	1.01	0.75	1.45	a)
	$53.8 - 0.33E_L$	1.25	0.65	0	30.0	1.25	0.65	11.0	1.25	0.70	1.25	b)
	$62.7 - 0.3E_{CM}$	1.15	0.57	0	$40.5 - 0.24E_{CM}$	1.15	0.50	11.0	1.15	0.57	1.15	c)

a) Becchetti et al. (Bec G 69)
b) Rosen et al. (Ros B 65)
c) Watson et al. (Wat S 69)

*) oder Null falls negativ
**) falls $E_{CM} \geq 13.8$ MeV

Bei der Diskussion der Ergebnisse ist ein Vergleich von Experiment und DWBA-Rechnung erforderlich. Der Gang der Interpretation ist in der Einleitung beschrieben. Unter Berücksichtigung der bereits in das Programm OPTIMA aufgenommenen Faktoren ergibt der Quotient aus Experiment und DWBA-Winkelverteilung die Normierungskonstante N.

5.2 Die Reaktion $^{13}C(^{3}He,p)^{15}N$

Die Ergebnisse der mit den im vorigen Abschnitt diskutierten optischen Potentialen durchgeführten DWBA-Rechnungen sollen hier den experimentellen Winkelverteilungen gegenübergestellt werden. Außer den Punkten der gemessenen Winkelverteilungen enthalten deshalb die Abbildungen 10, 11 und 12 noch als Kurven die Ergebnisse der Rechnungen. Abb. 10 zeigt Zustände positiver Parität, Abb. 11 vorzugsweise Zustände negativer Parität. In den Fällen der Abb. 12 war keine eindeutige Zuordnung der theoretischen Wellenfunktion zu den einzelnen Zuständen möglich. Hier wurden die verschiedenen aus Auswahlgründen möglichen Konfigurationen an die experimentellen Werte angepaßt.

In Abb. 13 sind für den Grundzustand und den ersten $3/2^-$-Zustand neben den Rechnungen mit Wellenfunktionen von Zuker et al. auch solche mit Hilfe des reinen Schalenmodells und der Wellenfunktion von Cohen und Kurath gewonnene Rechnungen eingetragen. Erläuterungen hierzu finden sich bei Sichelschmidt (Sic 70).

In Tabelle 6 werden die Anpassungsfaktoren aus den Abb. 10, 11 und 13 gezeigt. Eine Diskussion dieser Werte und der in Abb. 12 gezeigten Zuordnungen erfolgt in Kapitel 6.

5.3 Die Reaktion $^{17}O(^{3}He,p)^{19}F$

Ebenso wie bei der Reaktion an ^{13}C wurden für die Reaktion $^{17}O(^{3}He,p)^{19}F$ DWBA-Rechnungen durchgeführt. Abb. 14 und 15 zeigen neben den experimentellen Winkelverteilungen die Ergebnisse

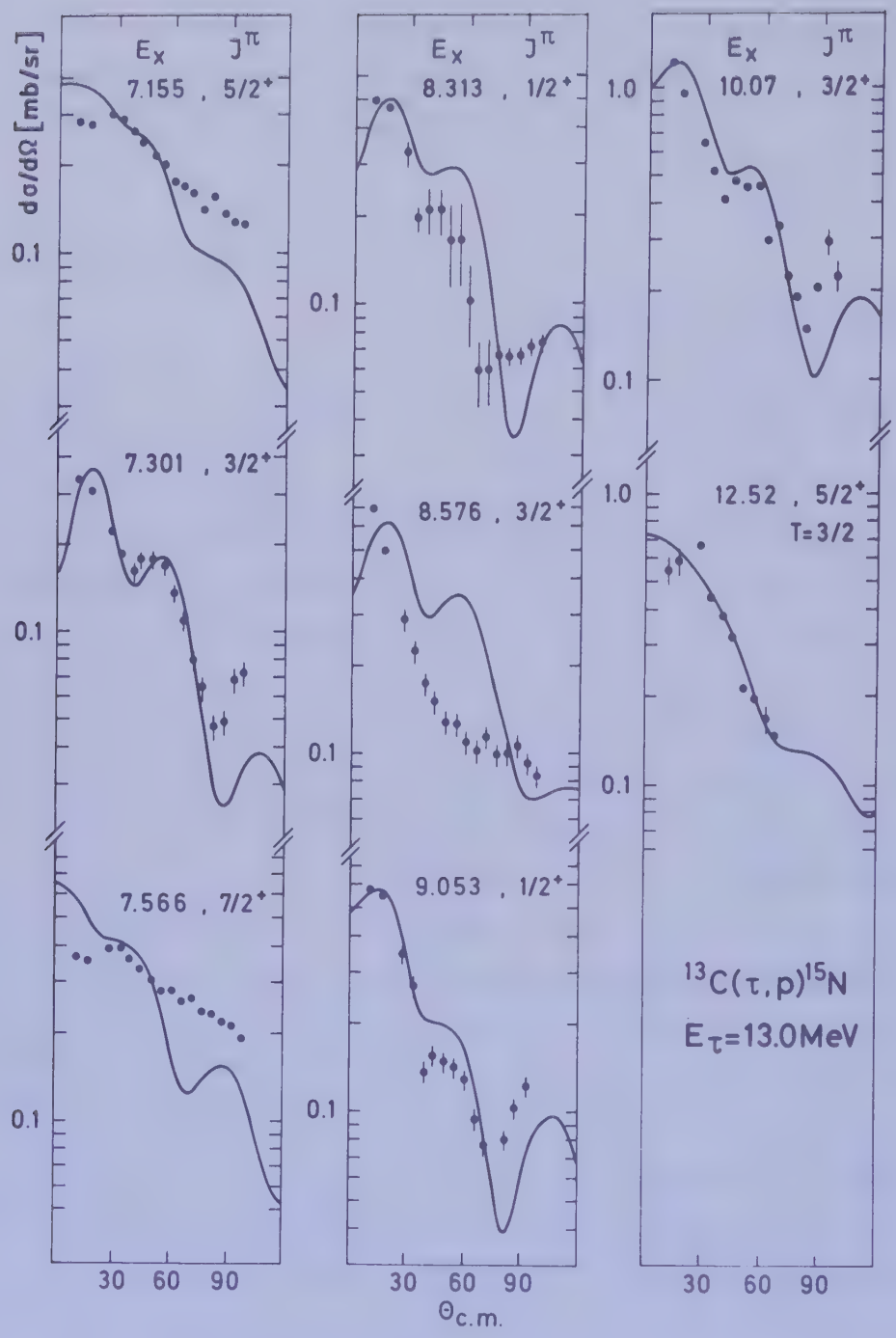


Abb. 10: Übergänge zu Zuständen positiver Parität bei der Reaktion $^{13}C(^{3}He,p)^{15}N$ mit DWBA-Rechnungen.

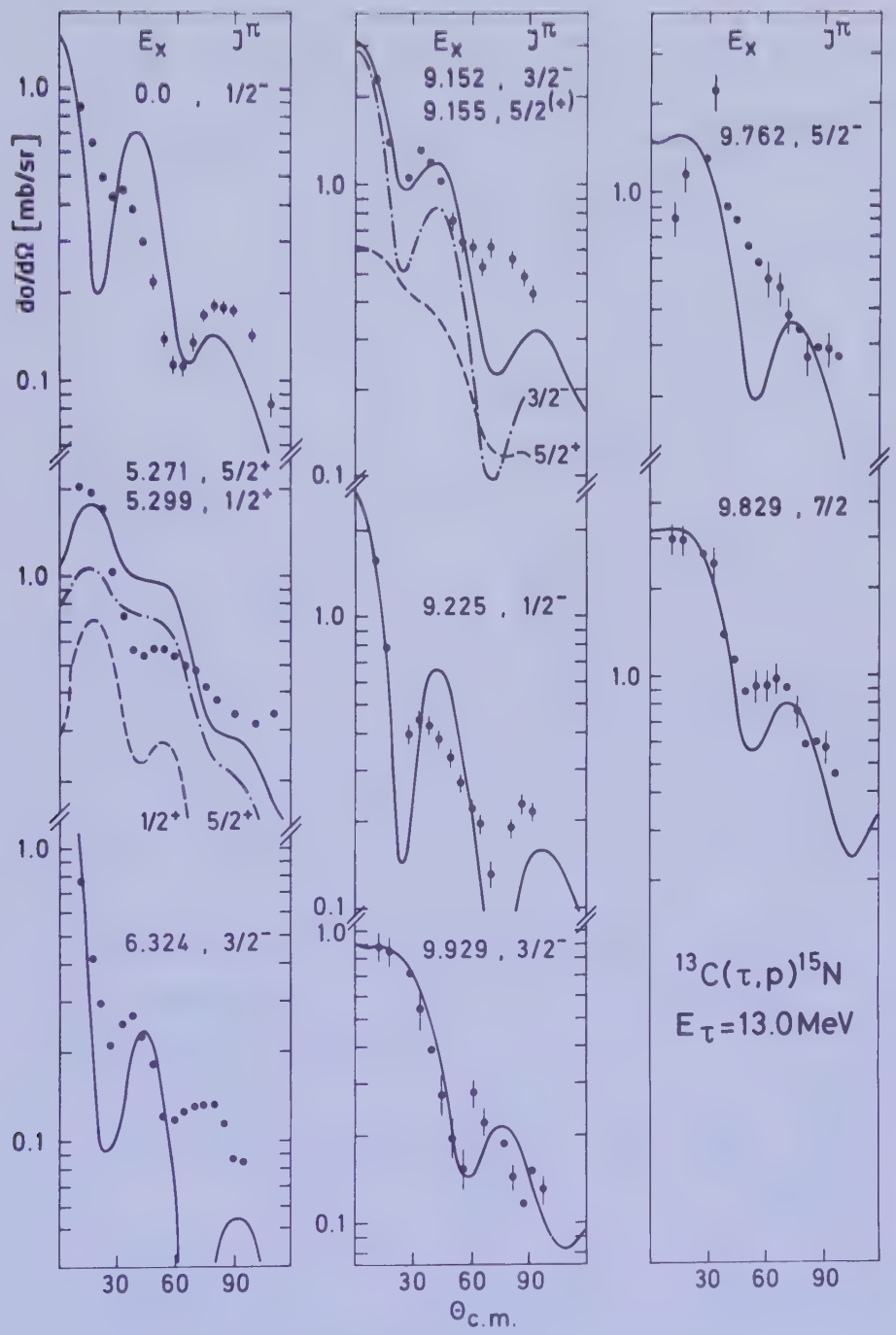


Abb. 11: Übergänge zu Zuständen vorzugsweise negativer Parität bei der Reaktion $^{13}C(^{3}He,p)^{15}N$ mit DWBA-Rechnungen.

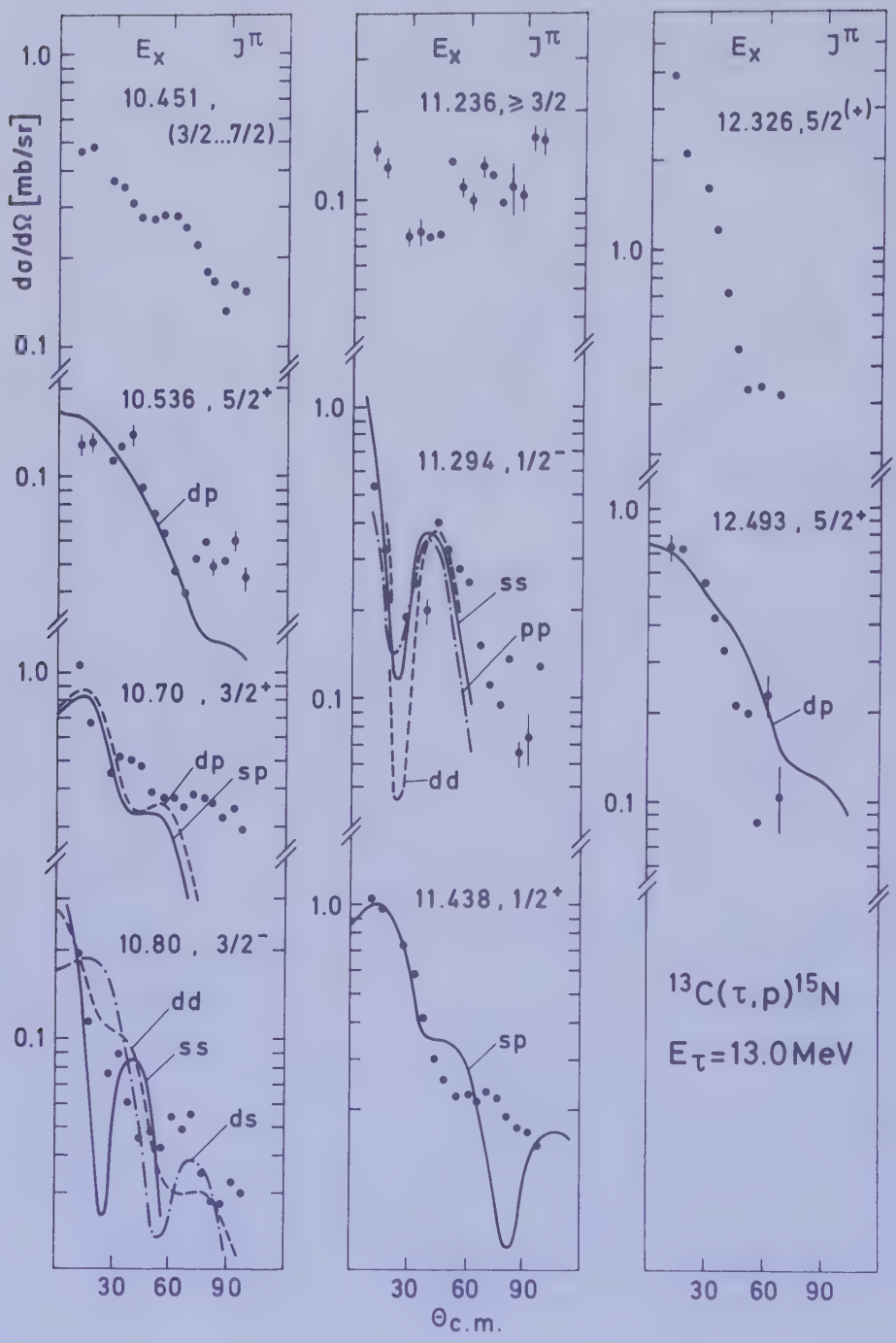


Abb. 12: Winkelverteilungen der Reaktion $^{13}C(^{3}He,p)^{15}N$ für Übergänge zu Zuständen, denen keine Wellenfunktion zugeordnet werden konnte. Für die gezeigten Kombinationen übertragener Nukleonenpaare wurden DWBA-Rechnungen durchgeführt (p = 1p1/2, s = 2s1/2, d = 1d5/2).

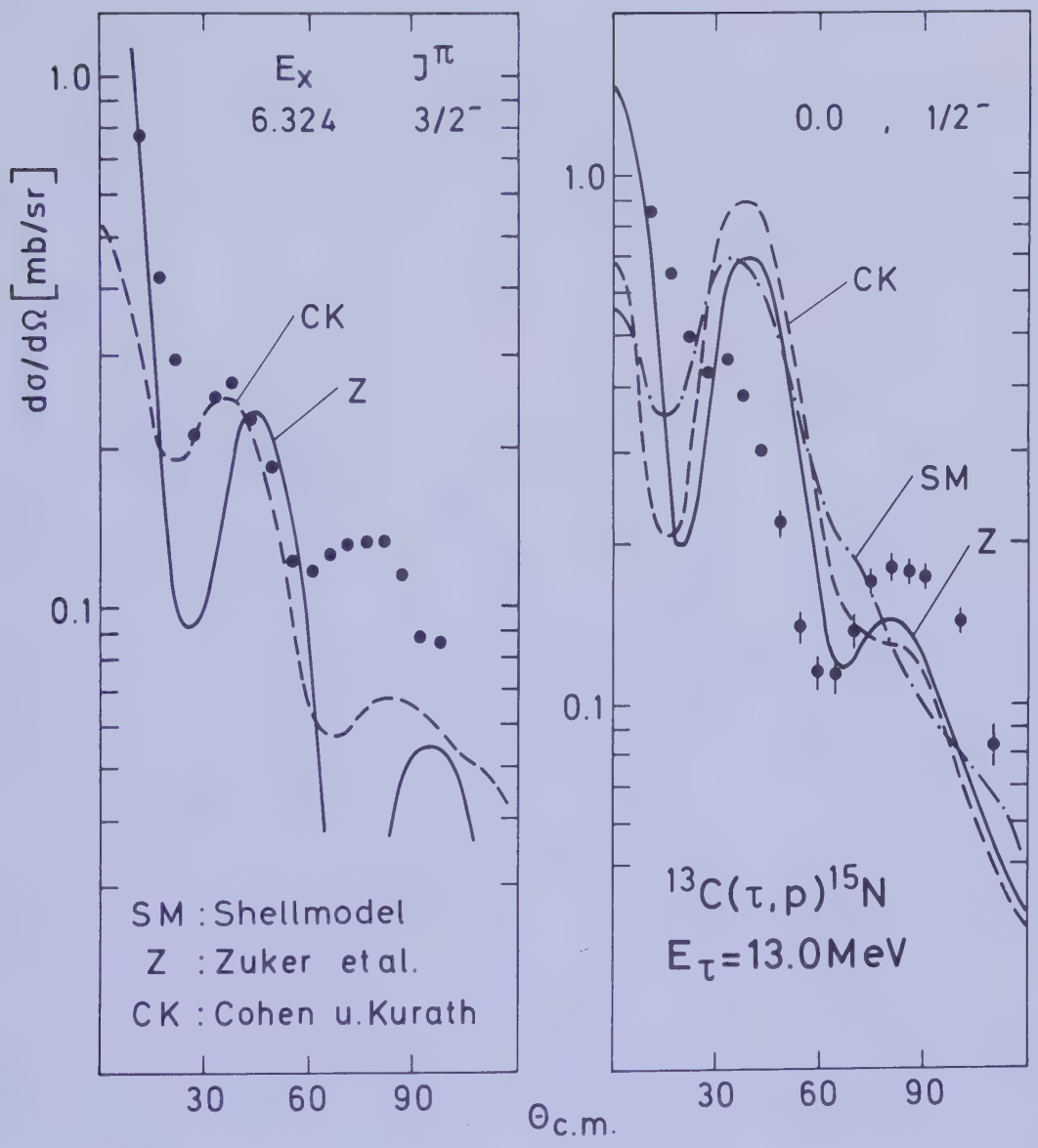


Abb. 13: DWBA-Rechnungenmit verschiedenen Wellenfunktionen für spezielle Übergänge bei der Reaktion $^{13}C(^{3}He,p)^{15}N$.

der Rechnungen mit Wellenfunktionen von Zuker et al. In Tabelle 7 werden die Anpassungsfaktoren gezeigt. Die Konfigurationen der einzelnen Zustände zeigt Anhang 7.1 .

Tabelle 6: Verhältnis N zwischen experimentellem und DWBA-Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $^{13}C(^{3}He,p)^{15}N$. Es wurde neben den Wellenfunktionen von Zuker et al. mit dem reinen Schalenmodell (SM) bzw. denFunktionen von Cohen und Kurath gerechnet (CK). Im Falle des Zustands Nr. 3 wurde versuchsweise eine Zuordnung getroffen (siehe Abschnitt 6.2).

Zustand Nr.	E_x(exp) |MeV|	J^π, T (exp)	(th)	N
0	0.0	$1/2^-$; 1/2		256 ± 100
1	5.271	$5/2^+$		320 ± 80
2	5.299	$1/2^+$		(6 ± 2)
3	6.324	$3/2^-$		
4	7.155	$5/2^+$		1500 ± 300
5	7.301	$3/2^+$		152 ± 30
6	7.566	$7/2^+$		760 ± 160
7	8.313	$1/2^+$		2080 ± 700
8	8.576	$3/2^+$		2500 ±1000
9	9.053	$1/2^+$		105 ± 20
10	9.152	$3/2^-$		
11	9.155	$5/2^{(+)}$	$5/2^+$	52 ± 10
12	9.225	$1/2^-$		73 ± 20
13	9.762	$5/2^-$		170 ± 70
14	9.829	7/2	$7/2^-$	156 ± 30
15	9.929	$3/2^-$		266 ± 50
16	10.070	$3/2^+$		11500 ±2000
33	12.520	$5/2^+$; 3/2		45 ± 6
0	0.0		(SM)	38 ± 20
			(CK)	30 ± 15
3	6.324		(CK)	55 ± 15

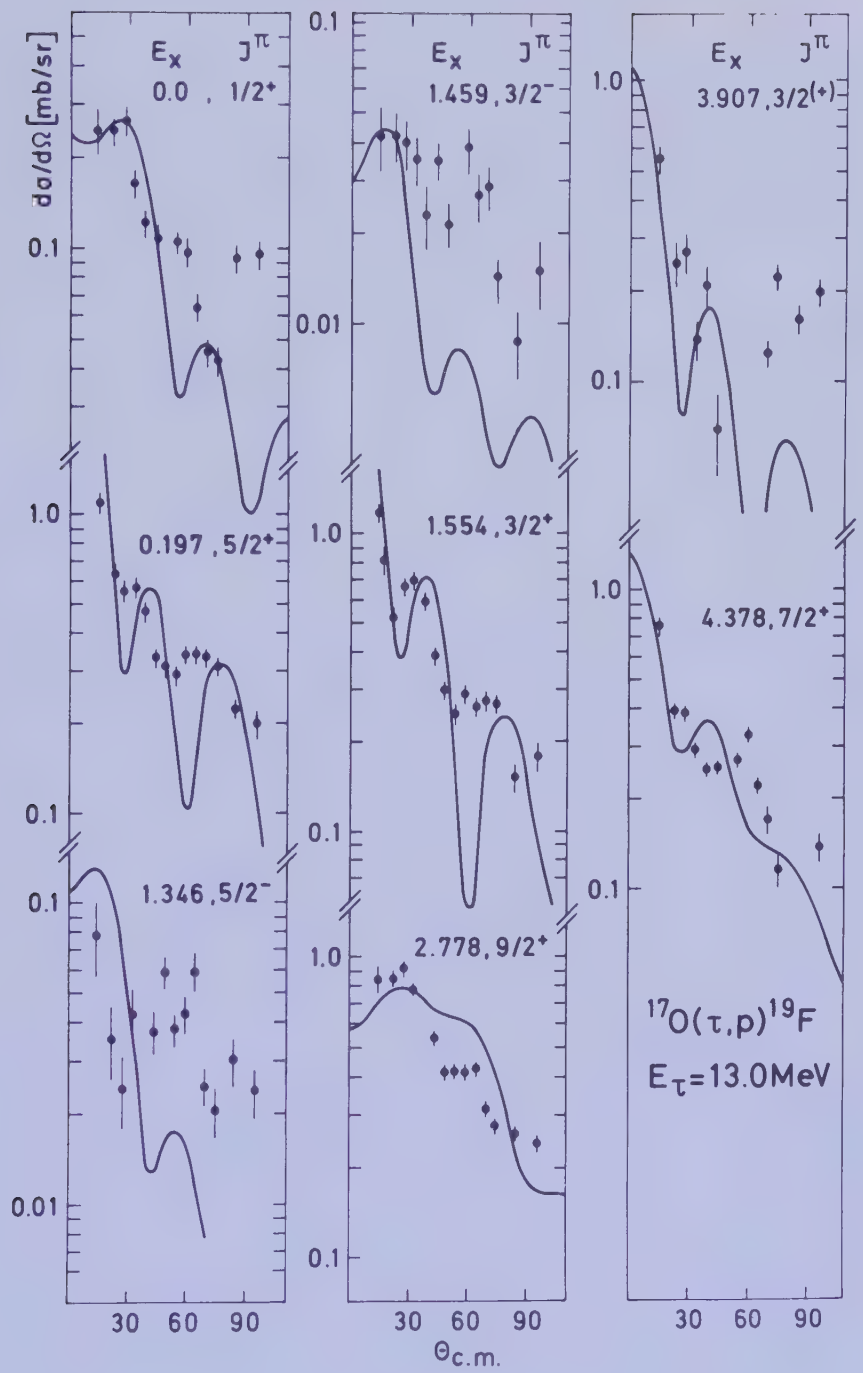


Abb. 14: Winkelverteilungen der Reaktion $^{17}O(^{3}He,p)^{19}F$ einschließlich DWBA-Rechnungen.

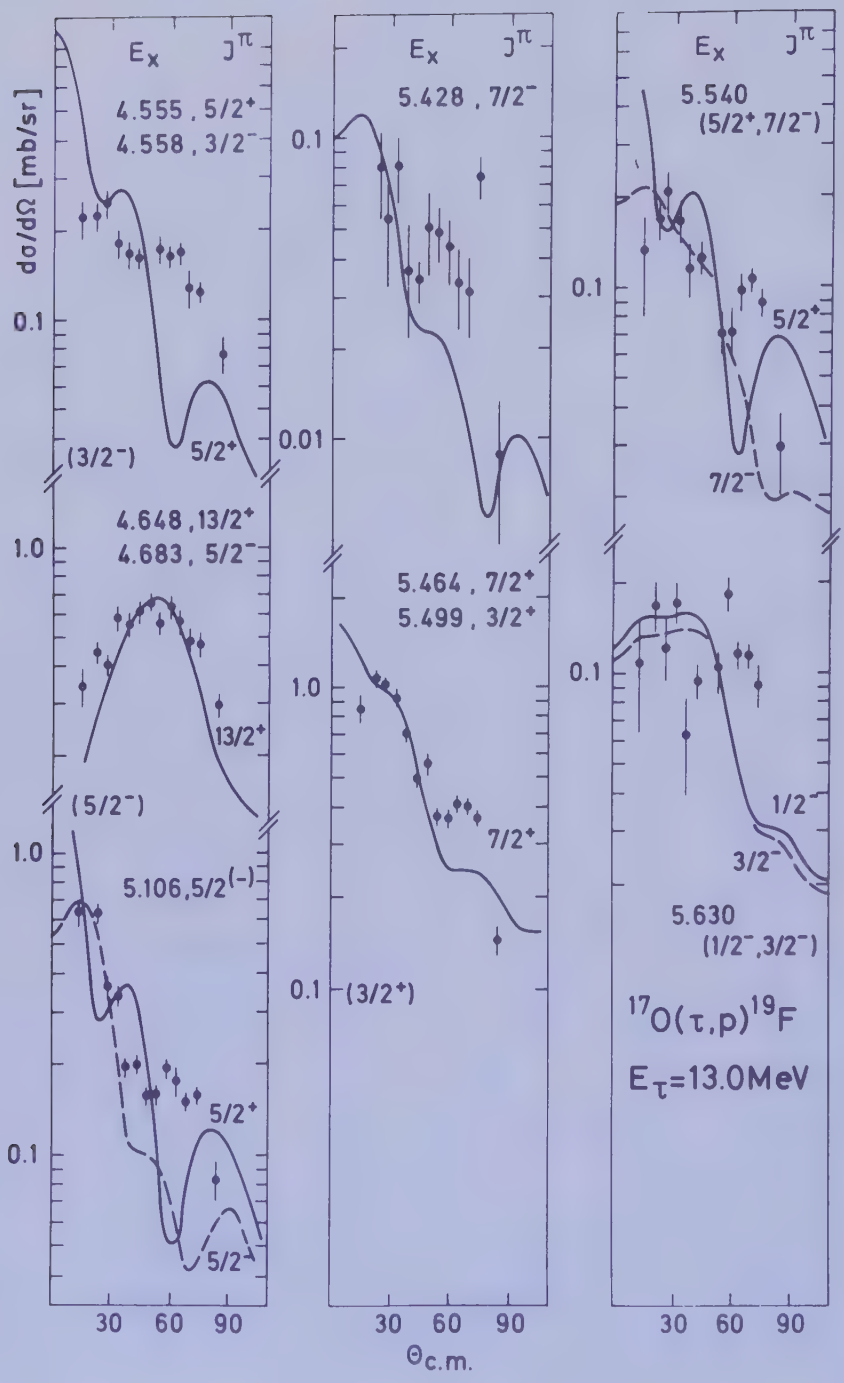


Abb. 15: Winkelverteilungen der Reaktion $^{17}O(^{3}He,p)^{19}F$ einschließlich DWBA-Rechnungen.

Tabelle 7: Verhältnis N zwischen experimentellem und DWBA-Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $^{17}O(^{3}He,p)^{19}F$.

Zustand Nr.	E_x(exp) |MeV|	J^π, T (exp)	(th)	N
0	0.0	$1/2^+;1/2$		242 ± 60
1	-	$1/2^-$		
2	0.197	$5/2^+$		90 ± 20
3	1.346	$5/2^-$		210 ± 60
4	1.459	$3/2^-$		150 ± 60
5	1.554	$3/2^+$		220 ± 30
6	2.778	$9/2^+$		240 ± 50
7	3.907	$3/2^{(+)}$	$3/2^+$	43 ± 10
8	-	$7/2^-$		
9	-	$9/2^-$		
10	4.378	$7/2^+$		134 ± 20
11	4.555	$5/2^+$	}	80 ± 20
12	4.558	$3/2^-$	}	
13	4.648	$13/2^+$	}	114 ± 20
14	4.683	$5/2^-$	}	
15	5.106	$5/2^{(-)}$	$5/2^+$	80 ± 30
			$5/2^-$	2160 ± 300
16	-	1/2		
17	5.428	$7/2^-$		480 ± 150
18	5.464	$7/2^+$	}	180 ± 40
19	5.499	$3/2^+$	}	
20	5.540	$(5/2^+,7/2^-)$	$5/2^+$	44 ± 10
			$7/2^-$	780 ± 100
21	5.630	$(1/2^-,3/2^-)$	$1/2^-$	6400 ± 2000
			$3/2^-$	9000 ± 2000

6. Diskussion der Ergebnisse

6.1 Aussagen zum Reaktionsmechanismus

Wie bereits in der Einleitung dargestellt, hat man sich vor Diskussion der erzielten Normierungskonstanten davon zu überzeugen, daß der Reaktionsmechanismus direkt ist. Hierzu ist die Arbeit von Wu et al. (Wu D 73) sehr hilfreich. Dort ist die (^{3}He,p)-Reaktion am leichteren Kern ^{11}B bei Energien von 4 bis 12 MeV gemessen worden. Aus den beobachteten Winkelverteilungen läßt sich ablesen, daß ab einer Einschußenergie von 10 MeV die Reaktion mit hoher Wahrscheinlichkeit nicht über den Compoundkern verläuft. Natürlich verbliebe auch hier noch die Möglichkeit, daß ein Mehrstufenprozeß vorliegt, wie er seinerzeit von Neudatchin (Neu Z 68) vorgeschlagen wurde. Da zur Diskussion einer solchen Frage das hier vorliegende Material nach Angaben von Neudatchin keinesfalls ausreicht (Neu 73), sollte im Fall starker Abweichungen in der Form der Verteilungen mindestens ein Verdacht hierzu ausgesprochen werden. Eine weitergehende Diskussion würde umfangreiche Rechnungen erfordern, muß also unterbleiben.

Weiterhin ist festzustellen, daß neue Aussagen über den Spin-Isospin-Austauschterm der Wechselwirkung nicht getroffen werden konnten. Beim Verhältnis zwischen (S = 0)- und (S = 1)-Transfer des Nukleonenpaares werden von verschiedenen Autoren Werte von $D(0,1)^2/D(1,0)^2$ zwischen 1,3 (Nil S 62) und 3,0 (Har T 67) angenommen. Wir verwendeten den mittleren Wert von 2.0.

Den Wert $D(0.1)^2$ setzten wir willkürlich gleich 1. Bei Annahme einer Rosenfeld-Mischung als Kraft ist die erzielte Normierung N mit 0.81 zu multiplizieren (siehe Abschnitt 5.1.1).

Abb. 16 gibt am Beispiel des Grundzustandes die Schwierigkeiten wieder, die einer genaueren Bestimmung des Verhältnisses im Wege stehen. Würde man das Verhältnis aus der optimalen Beschreibung des Übergangs in Abbildung 16 bestimmen, erhielte man unvernünftige Werte weit unterhalb von 1. Die Willkür bei der Wahl der Sätze für die optischen Modellparameter läßt keine genaueren Aussagen zu.

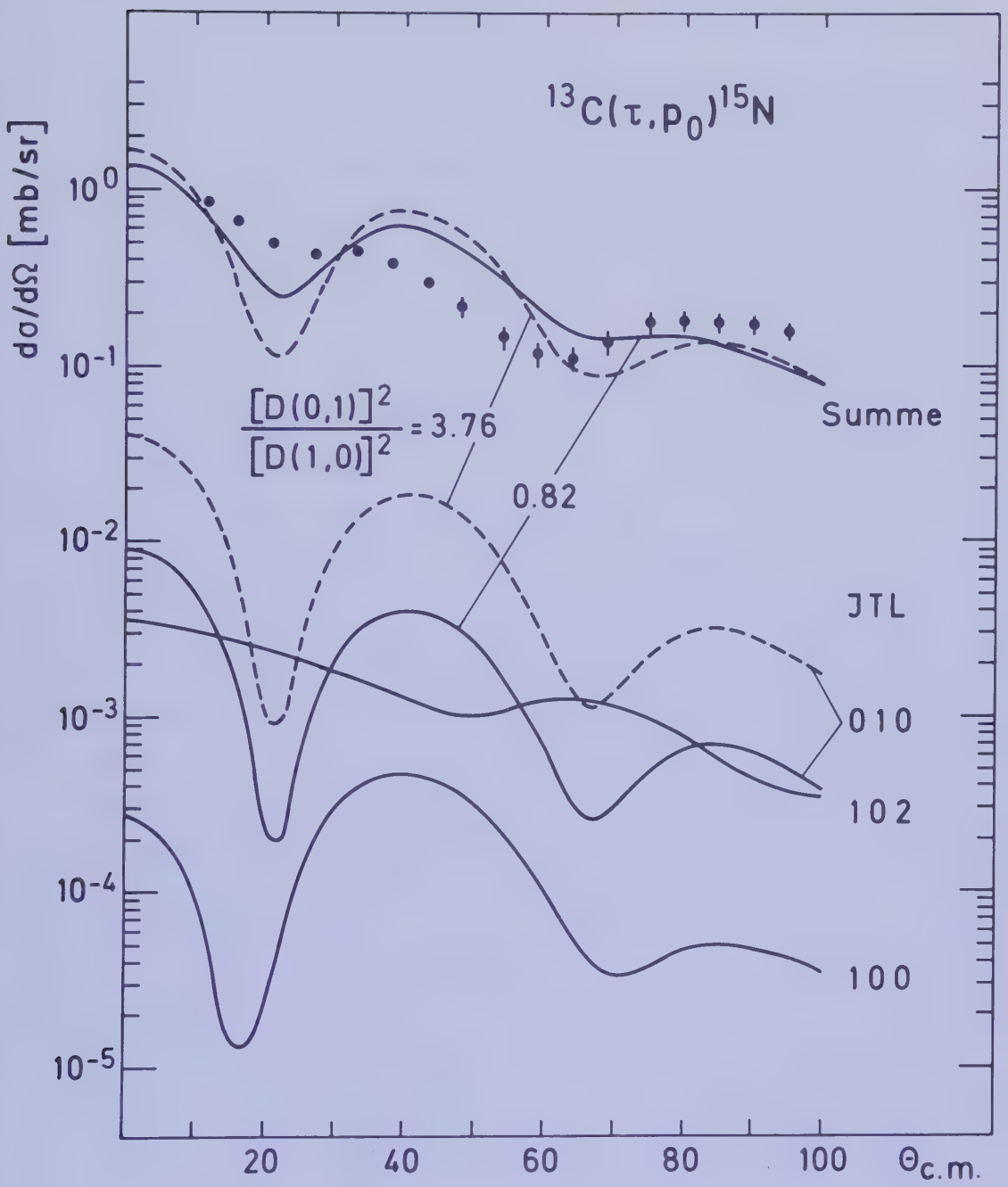


Abb. 16: Einfluß der Stärke des Spin-Isospin-Austauschterms auf die berechnete Winkelverteilung des Grundzustands. Für zwei Werte von $D(0,1)^2 / D(1,0)^2$ sind die Einzelbeiträge zur DWBA-Verteilung und deren Summe eingetragen, dabei ändert sich nur die Stärke des Beitrags mit T = 1 gegenüber den beiden Beiträgen mit T = 0.

6.2 Diskussion der einzelnen Übergänge und Vergleich mit anderen Messungen.

Die Reaktion $^{13}C(^{3}He,p)^{15}N$

Nach dem Schalenmodell lassen sich die niedrig liegenden Zustände in ^{15}N auf folgende Weise erklären. Zustände negativer Parität sind darstellbar durch einfache Löcher in der p-Schale. Bei Zuständen positiver Parität ist ein Teilchen in der sd-Schale an zwei Löcher in der p-Schale gekoppelt. Steerman et al. (Ste Y 72) glaubten dieses Bild bei Zuständen positiver Parität recht gut bestätigt; für Zustände negativer Parität meinten sie zusätzlich Konfigurationen annehmen zu müssen, bei denen 2 Teilchen in der sd-Schale an drei Löcher in der p-Schale gekoppelt sind. Zur Klärung dieser Frage diente ihnen die Reaktion $^{13}C(^{3}He,p)^{15}N$. DWBA-Rechnungen wurden für einige der Übergänge unter der Annahme einfacher Konfigurationen für die übertragenen Nukleonenpaare durchgeführt. Ihr Ergebnis war insgesamt wenig aussagekräftig und ermutigte uns zu einem konsequenten Test der Wellenfunktionen von Zuker et al. (Zuk B 69). Tabelle 5 zeigt das Ergebnis unserer Rechnungen. Beim Vergleich der Normierungen muß auf die Empfindlichkeit der 2-Nukleon-Transfer-Reaktion auf Details in den Wellenfunktionen hingewiesen werden. Abweichungen um den Faktor 2 sollten deshalb nicht zu stark bewertet werden. Für die in der Form zufriedenstellend berechneten Verteilungen erhält man eine mittlere Normierung N von etwa 200. Die berechneten und die beobachteten Zustände wurden im wesentlichen entsprechend ihrer Reihenfolge zugeordnet (Abb. 17). Bei den einzelnen Übergängen ergab sich folgendes Bild:

Grundzustand:

In Abbildung 13 sind die Winkelverteilungen für die verschiedenen Modelle der experimentellen Verteilung gegenübergestellt. Alle theoretischen Verteilungen zeigen in wenig guter Übereinstimmung mit dem Experiment das Bild einer L = 0-Winkelverteilung. Tabelle 6 ist zu entnehmen, daß die Rechnungen nach dem einfachen Schalenmodell sowie mit Hilfe der Wellenfunktionen von Cohen und

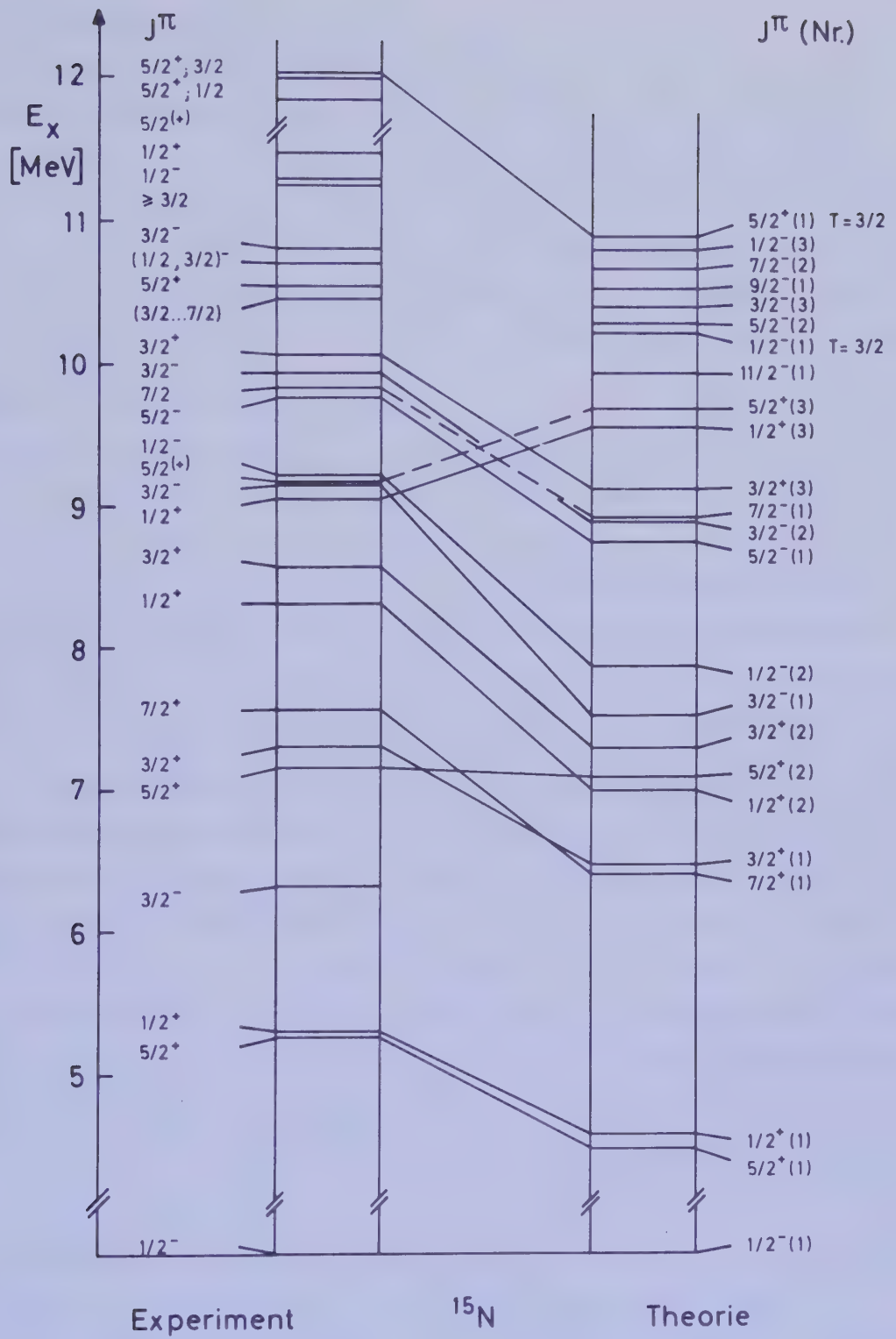


Abb. 17: Zuordnung der experimentell bei der Reaktion $^{13}C(^3He,p)^{15}N$ beobachteten Niveaus zu den von Zuker et al. berechneten (Zuk B 69).

Kurath zu einer um eine Größenordnung gegenüber dem Mittelwert von 200 zu kleinen Normierung führen. Dieses Beispiel zeigt also sehr deutlich die Empfindlichkeit des 2-Nukleon-Transfers auf Beimischungen in den Wellenfunktionen.

$5/2^+$-, $1/2^+$-Dublett bei 5.271 und 5.299 MeV:

Experimentell konnten die beiden Niveaus leider nicht getrennt werden. Wie Abbildung 11 zeigt, würde die theoretische $1/2^+$-Verteilung in der Form mehr dem Experiment entsprechen. Es ist hier aber nur festzustellen, daß die gemeinsame Normierung im Rahmen der Ungenauigkeit mit der des Grundzustands übereinstimmt.

$3/2^-$-Niveau bei 6.324 MeV:

Obwohl bekannt war, daß dieser Zustand ganz überwiegend die Struktur $(p\,3/2)^{-1}$ hat (Ste Y 72), sind in den Abbildungen 11 und 13 die Rechnungen mit dem ersten 3/2-Zustand nach Zuker et al. eingetragen. Die Form der Verteilungen wurde durch diese Rechnungen zufriedenstellend beschrieben; eine Normierung von 6 ± 2 zeigt aber, daß dieser Zustand durch den Konfigurationsraum von Zuker et al., der keine Anregung aus der p 3/2 -Schale vorsieht, in der Tat nicht erfaßt wird. Cohen und Kurath verwendeten als Konfigurationsraum die beiden p-Schalen. Tabelle 5 zeigt hier eine Verbesserung der Normierung um eine Größenordnung. Die Normierung des Grundzustands ist bei Rechnungen mit diesen Wellenfunktionen etwa gleich groß; das deutet auf eine interne Konsistenz der Beschreibung beider Zustände durch die Wellenfunktionen von Cohen und Kurath.

$5/2^+$-Niveau bei 7.155 MeV und $7/2^+$-Niveau bei 7.566 MeV:

Bei diesen Zuständen könnten die Abweichungen auf Zweistufenprozesse deuten. Bussière et al. (Bus G 65) vermuten in ^{15}N zwei kollektive Zustände, die durch Ankoppeln eines 1p 1/2 -Lochs an den kollektiven 3^--Zustand in ^{16}O bei 6.13 MeV zustandekommen. Die beiden Zustände könnten durch inelastische Anregung im Ausgangskanal zusätzlich bevölkert werden. Allerdings wird nur der 7.57 MeV-Zustand in der inelastischen Streuung stark angeregt.

$3/2^+$-Niveau bei 7.301 MeV:

Dieser Zustand wird in Form und Normierung sehr gut durch die Rechnungen wiedergegeben. Bei der Reaktion $^{14}N(d,p)^{15}N$ lag sein spektroskopischer Faktor schon nahe der 1-Teilchen-Voraussage (Phi J 69), die auch in den Wellenfunktionen von Zuker et al. zum Ausdruck kommt. Dieser Zustand und der Grundzustand konnten also zur Auswahl der konkurrierenden Parametersätze im Ausgangskanal herangezogen werden (Abschnitt 5.1.2).

$1/2^+$-Niveaus bei 8.313 MeV:

Die experimentelle Winkelverteilung ist durch Verunreinigungen im Target mit großem Fehler behaftet, sie scheint in der Form durch die Rechnung zufriedenstellend beschrieben. Die Normierung ist um eine Größenordnung zu groß. Die Reaktion $^{14}N(d,p)^{15}N$ gibt wieder einen Hinweis auf einen relativ reinen 1 Teilchen -2 Loch-Zustand.

$3/2^+$-Niveau bei 8.576 MeV:

Dieser Übergang zeigt die schlechteste Übereinstimmung in der Form der Winkelverteilungen, seine Normierung ist deshalb nicht unbedingt zuverlässig. Er wird bereits bei der Reaktion $^{14}N(d,p)^{15}N$ falsch wiedergegeben (Phi J 69). Von der Theorie her müßte es ein reiner 1Teilchen-2Loch-Zustand sein.

Niveaus mit Anregungsenergien von 9.053 MeV bis 9.929 MeV werden von der Theorie recht gut wiedergegeben. Bei der Reaktion $^{14}C(d,n)^{15}N$ wird von Ekpo (Ekp 74) für den 1/2-Zustand bei 9.225 MeV ein Spin von $3/2^+$ oder $5/2^+$ vorgeschlagen, für den $3/2^-$-Zustand bei 9.929 MeV gibt er einen Spin von $1/2^+$ an. So würden also eventuelle Abweichungen in der Normierung ihre Erklärung finden.

Bei dem $3/2^+$-Zustand von 10.07 MeV Anregungsenergie weicht die Normierung besonders stark ab. Hier zeigen sich ausschließlich niedrige Werte bei den Transfer-Amplituden (Anhang 7.1), er sollte also nach den Rechnungen von Zuker et al. fast gar nicht angeregt werden. Wahrscheinlich müßte man bei diesen Anregungsenergien bereits den Konfigurationsraum um die 1d3/2-Schale erweitern.

Der T = 3/2-Zustand mit einer Anregungsenergie von 12.520 MeV wird in der Form sehr gut durch die Rechnung beschrieben; die Normierung ist etwas klein.

In Abbidlung 12 sind die experimentellen Winkelverteilungen derjenigen Übergänge gezeigt, denen keine Wellenfunktion zugeordnet werden konnte. Für jeweils reine Konfigurationen transferierter Nukleonenpaare ließen sich die experimentellen mit den theoretischen Winkelverteilungen vergleichen. Für den Zustand mit einer Anregungsenergie von 10.451 MeV erhält Ekpo (Ekp 74) einen Spin von $1/2^+$. Der Vergleich mit den anderen Zuständen zeigt, daß eine L = 1-Winkelverteilung das Experiment gut beschreiben würde.

Die Reaktion $^{17}O(^3He,p)^{19}F$

Zustände negativer Parität in ^{19}F können innerhalb des Schalenmodells durch Konfigurationen beschrieben werden, die ein Loch in der 1p1/2-Schale enthalten. Sollte der Grundzustand von ^{17}O eine reine 1-Teilchen-Konfiguration haben, wären diese Zustände nicht durch 1-Stufen-Prozesse zu erreichen. Tatsächlich erkennt man im Spektrum der Reaktion $^{17}O(^3He,p)^{19}F$ Übergänge zu Zuständen negativer Parität als bedeutend schwächer angeregt.

Ein Vergleich der verschiedenen Normierungen in Tabelle 7 zeigt aber auch, daß diese Unterschiede in den Wirkungsquerschnitten von den Rechnungen sehr gut erfaßt werden. Die Zuordnung der berechneten zu den beobachteten Zuständen erfolgte gemäß Abb. 18. Tabelle 7 zeigt für die Reaktion $^{17}O(^3He,p)^{19}F$ Übereinstimmung mit einem mittleren N von etwa 250. Ein zu hohes N macht sich auch nicht beim Dublett mit 5.5 MeV Anregungsenergie bemerkbar. Hier hätte eine Abweichung vorliegen können, die von beobachteten Rotationsbanden in ^{20}Ne ausgeht. Eine Bande beginnt mit dem 1^--Niveau bei 5.80 MeV. Die Zustände mit einem Spin von $3/2^+$ und $7/2^+$ in ^{19}F kann man sich durch Ankoppeln eines 1p 1/2-Loches an den 1^--Zustand erklären. Die in Heidelberg von Bethge et al. (Bet 73) gemessenen Reaktionen $^{16}O(^7Li,t)^{20}Ne$ und $^{15}N(^7Li,t)^{19}F$ stützen diese Annahme.

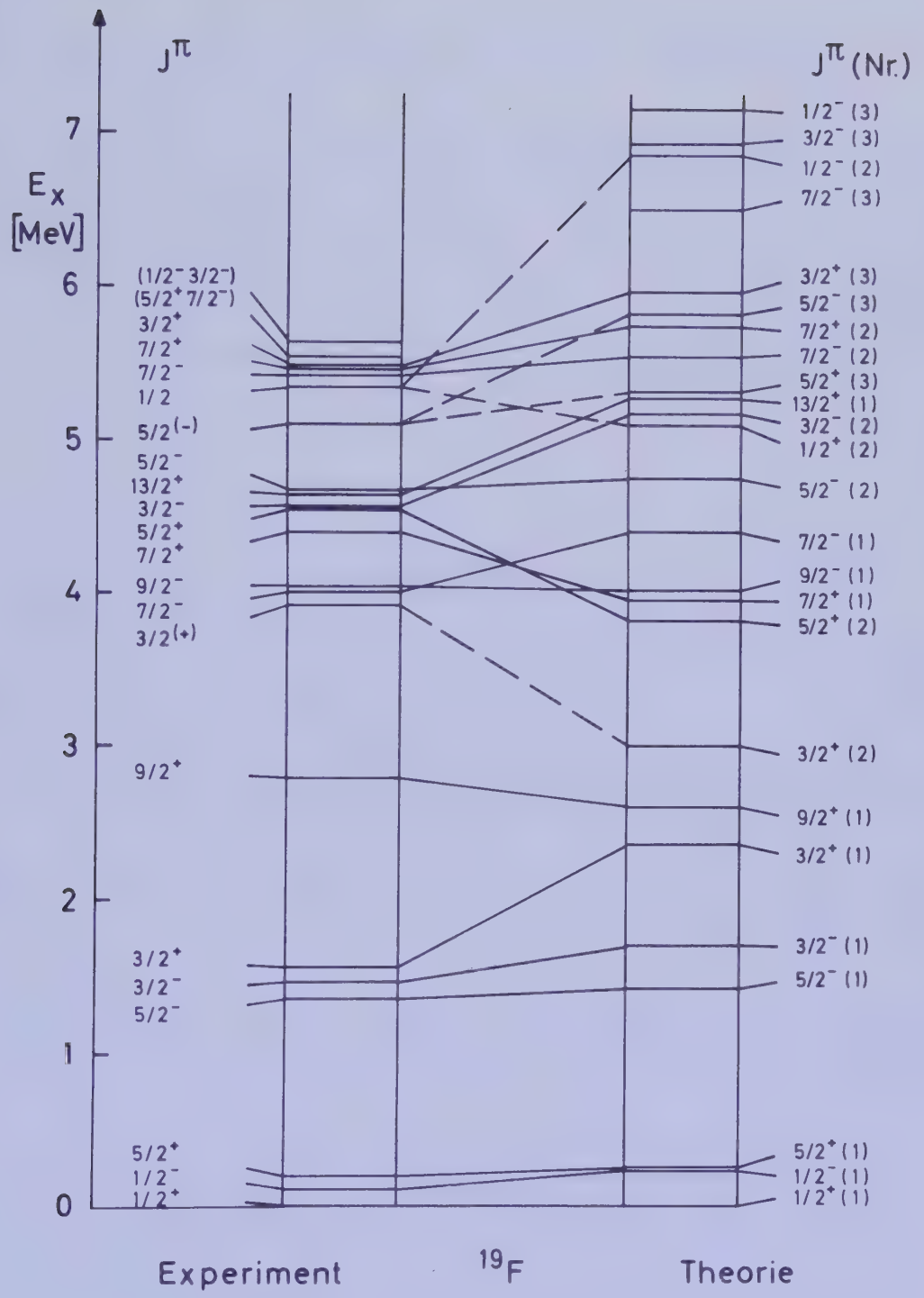


Abb. 18: Zuordnung der experimentell bei der Reaktion $^{17}O(^3He,p)^{19}F$ beobachteten Niveaus zu den McGrory (McG 71) berechneten.

Schlußfolgerungen

Als Ergebnis der Untersuchungen an ^{17}O bleibt festzuhalten, daß die experimentellen Wirkungsquerschnitte recht gut durch DWBA-Rechnungen unter Benutzung von Schalenmodellwellenfunktionen wiedergegeben werden. Weniger gut ist die Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie bei der Reaktion $^{13}C(^{3}He,p)^{15}N$. Hier macht sich bei den Wellenfunktionen von Zuker et al. deutlich die Beschränkung des Konfigurationsraums bemerkbar; es liegen aber auch Hinweise auf Besonderheiten im Reaktionsmechanismus vor.

Im Falle des ersten $3/2^-$-Zustands konnte nachgewiesen werden, daß ganz überwiegend die Struktur $(p\,3/2)^{-1}$ vorliegt. Bei dem $3/2^+$-Zustand mit einer Anregungsenergie von 10.07 MeV müßte man wahrscheinlich den Konfigurationsraum um die 1d 3/2- Schale erweitern.

Am Beispiel des Grundzustands wurden die bekanntenKohärenzeigenschaften der 2-Nukleon-Transfer-Reaktion deutlich.

7. Anhang

7.1 Berechnung der 2-Nukleon-Transfer-Amplituden

Im folgenden Abschnitt wird gemeinsam für die beiden Reaktionen $^{13}C(^3He,p)^{15}N$ und $^{17}O(^3He,p)^{19}F$ im Überblick die Berechnung der 2-Nukleon-Transfer-Amplituden angegeben. Die Berechnung stützt sich auf Wellenfunktionen, die sich nach dem Modell von Zuker, Buck und McGrory (Zuk B 69), (McG 71) ergeben. Entsprechende Amplituden nach dem Modell von Cohen und Kurath berechnen sich analog (Coh K 70).

Zuker et al. haben als Konfigurationsraum für ihre 1-Teilchen-Basiswellenfunktionen:

$$j_1 = 1d\,5/2 \qquad j_2 = 2s\,1/2 \qquad j_3 = 1p\,1/2$$

Sie stellen von dieser Basis ausgehend ihre Anfangs- und Endzustandswellenfunktionen folgendermaßen dar:

$$|\Psi_A\rangle = \sum_\mu \alpha_\mu \left|\left(\left(j_1^{m_1}\tilde{j}_1\tilde{T}_1\; j_2^{m_2}\tilde{j}_2\tilde{T}_2\right)\tilde{J}_{12}\tilde{T}_{12}\; j_3^{m_3}\tilde{j}_3\tilde{T}_3\right| J_i T_i\right\rangle$$

mit $m_1 + m_2 + m_3 = \begin{cases} 1 \\ 5 \end{cases}$ bei $\begin{matrix} ^{13}C(^3He,p) \\ ^{17}O(^3He,p) \end{matrix}$

$$|\Psi_B\rangle = \sum_\nu \beta_\nu \left|\left(\left(j_1^{n_1} J_1 T_1\; j_2^{n_2} J_2 T_2\right) J_{12} T_{12}\; j_3^{n_3} J_3 T_3\right) J_f T_f\right\rangle$$

mit $n_1 + n_2 + n_3 = \begin{cases} 3 \\ 7 \end{cases}$ bei $\begin{matrix} ^{13}C(^3He,p) \\ ^{17}O(^3He,p) \end{matrix}$

α_μ, β_ν sind die Konfigurationsmischungskoeffizienten.

Die $(^3He,p)$-Reaktion gestattet den Übertrag der beiden Nukleonen in verschiedenen J,T-Kombinationen; zu jeder dieser Kombinationen können verschiedene 2-Teilchen-Konfigurationen gehören.

Über die 2-Teilchen-Konfigurationen wird kohärent summiert. Zur Berechnung der zugehörigen Amplituden sei von 2-Teilchen-Konfigurationen der folgenden Form ausgegangen:

$$|\psi_{12}\, J T\rangle = |\, j_\alpha\; j_\lambda\; J T\rangle$$

Zulässig für die Reaktion sind jene Konfigurationen, die sich zu der richtigen J,T-Kombination zusammenkoppeln lassen und nach deren Abkopplung eine Konfiguration $\langle\psi_B|\psi_A\psi_{12}\rangle$ zurückbleibt, die im Targetgrundzustand enthalten ist.

Zur expliziten Auswertung dieses Überlappintegrals sind zwei Fälle zu unterscheiden:

1. $\alpha = \lambda$

$$\langle \psi_B | \psi_A \psi_{12}\rangle = \gamma_K = \sum_{\mu\nu} \binom{n_\alpha}{2}^{1/2} \cdot \alpha_\mu \cdot \beta_\nu \cdot \mathrm{UKK} \cdot (j_\alpha^{n_\alpha} J_\alpha T_\alpha | j_\alpha^{n_\alpha - 2} \tilde{j}_\alpha \tilde{T}_\alpha j_\alpha^2 J T)$$

Die statistischen Faktoren $\binom{n_\alpha}{2}^{1/2}$ ergeben sich aus der Antisymmetrie der Wellenfunktion $|\psi_B\rangle$. Die Klammern sind fractional-parentage-Koeffizienten zum Aufbrechen dieser Antisymmetrie. Die Koeffizienten UKK sorgen dafür, daß nach dem Aufbrechen der Endzustandswellenfunktion bezüglich der Antisymmetrie die beiden übertragenen Nukleonen und die verbleibenden Rumpfnukleonen geeignet zusammengekoppelt werden.

2. $\alpha \neq \lambda$

$$\langle \psi_B | \psi_A \psi_{12}\rangle = \gamma_K = \sum_{\mu\nu} n_\alpha^{1/2}\, n_\lambda^{1/2} \cdot \alpha_\mu\, \beta_\nu \cdot \mathrm{UKK} \cdot (j_\alpha^{n_\alpha} J_\alpha T_\alpha | j_\alpha^{n_\alpha - 1} \tilde{j}_\alpha \tilde{T}_\alpha j_\alpha)(j_\lambda^{n_\lambda} J_\lambda T_\lambda | j_\lambda^{n_\lambda - 1} \tilde{j}_\lambda \tilde{T}_\lambda j_\lambda)$$

$n_\chi^{1/2}$, $n_\lambda^{1/2}$ sind wieder statistische Faktoren, die sich aus der Antisymmetrie von ψ_B ergeben.

Die Berechnung der 2-Nukleon-Transfer-Amplituden wurde nur für die Reaktion $^{13}C(^3He,p)$ vom Autor selbst vorgenommen,

die Amplituden nach Cohen und Kurath für dieselbe Reaktion (Coh K 70) sowie für $^{17}O(^{3}He,p)$ nach McGrory (McG 71) lagen tabelliert vor.

Tabellen 8a und 8b:

Aus den Wellenfunktionen von Zuker et al. (Zuk B 69) und McGrory (McG 71) berechnete 2-Nukleon-Transfer-Amplituden für die Reaktionen $^{13}C(^3He,p)^{15}N$ (Tabelle 8a) und $^{17}O(^3He,p)^{19}F$ (Tabelle 8b). Jeweils in der ersten Spalte sind die Daten des Endzustands angegeben, in der zweiten die Werte J,L und S des übertragenen Teilchenpaares. Die Konfiguration des übertragenen Paares steht in der dritten Spalte. Die Spalten 4, 5 und 6 zeigen die Amplituden für die jeweiligen Anregungsenergien. Die Tabelle ist insofern vereinfacht, als, im Gegensatz zur vollständigen Rechnung, sie für eine Konfiguration jeweils nur den niedrigsten übertragenen Bahndrehimpuls L angibt.

8a)

1	2	3	4	5	6
J^π, T	J L S	V_1 V_2	$E_x(1)$	$E_x(2)$	$E_x(3)$
$1/2^-$, 1/2			0.0 MeV	7.86 MeV	
	000	p p	-1.081	-0.228	
		s s	+0.129	+0.468	
		d d	+0.436	+0.156	
	101	p p	+1.081	-0.228	
		s s	-0.019	+0.729	
		d d	+0.113	+0.436	
$3/2^-$, 1/2			7.52 MeV	8.88 MeV	10.40 MeV
	101	s s	+0.799	-0.250	+0.166
		d d	+0.526	-0.085	-0.003
	221	d s	+0.032	+0.291	+0.379
	220	d d	+0.271	+0.603	-0.734
		d s	+0.104	+0.695	+0.538
$5/2^-$, 1/2			8.74 MeV		
	220	d d	-0.503		
		d s	-0.561		
	221	d s	-0.027		
	321	d s	-0.546		
$7/2^-$, 1/2			8.91 MeV		
	321	d s	+0.813		
		d d	+0.524		
	440	d d	+0.235		
$1/2^+$, 1/2			4.59 MeV	6.98 MeV	9.55 MeV
	011	s p	+0.493	-0.655	+0.010
	110	s p	-0.493	+0.655	-0.010
	111	s p	-0.525	+0.033	+0.779
$3/2^+$, 1/2			6.47 MeV	7.28 MeV	9.12 MeV
	110	s p	+1.216	+0.021	-0.070
	211	d p	+0.011	-0.702	+0.025
	111	s p	-0.702	-0.012	+0.040
$5/2^+$, 1/2			4.48 MeV	7.08 MeV	9.68 MeV
	211	d p	-0.771	-0.386	+0.302
	330	d p	+0.678	+0.634	-0.077
	331	d p	+0.516	-0.503	-0.694
$7/2^+$, 1/2			6.40 MeV		
	330	d p	+1.217		
	331	d p	-0.703		
$5/2^+$, 3/2			10.89 MeV		
	330	d p	+0.949		

8b)

1	2	3	4	5	6
J^{π}, T	J L S	V_1 V_2	$E_x(1)$	$E_x(2)$	$E_x(3)$
$1/2^-$, 1/2			0.232 MeV	6.850 MeV	7.150 MeV
	211	d p	+0.236	+0.095	-0.086
	331	d p	-0.265	-0.220	+0.014
	330	d p	-0.158	+0.009	+0.149
$3/2^-$, 1/2			1.696 MeV	5.169 MeV	6.953 MeV
	111	s p	+0.171	-0.002	+0.012
	110	s p	+0.084	+0.033	-0.003
	211	d p	+0.104	-0.203	+0.068
	331	d p	+0.099	-0.081	+0.098
	330	d p	-0.001	-0.238	-0.101
$5/2^-$, 1/2			1.419 MeV	4.740 MeV	5.820 MeV
	011	s p	-0.106	+0.051	-0.214
	111	s p	+0.092	+0.015	+0.004
	110	s p	+0.111	+0.000	-0.026
	211	d p	-0.056	+0.135	+0.055
	331	d p	+0.107	-0.088	-0.080
	330	d p	+0.062	-0.152	-0.076
$7/2^-$, 1/2			4.386 MeV	5.530 MeV	6.495 MeV
	111	s p	+0.060	+0.102	+0.034
	110	s p	-0.030	-0.003	-0.007
	211	d p	-0.038	+0.026	-0.206
	331	d p	-0.046	+0.058	-0.002
	330	d p	+0.062	-0.055	-0.229
$9/2^-$, 1/2			4.001 MeV		
	211	d p	+0.014		
	331	d p	+0.004		
	330	d p	-0.014		
$1/2^+$, 1/2			0.0 MeV	5.086 MeV	
	221	d s	-0.281	-0.268	
	220	d d	-0.473	-0.559	
		d s	-0.665	-0.057	
	321	d d	+0.482	+0.567	
		d s	+0.778	+0.248	
$3/2^+$, 1/2			2.350 MeV	2.977 MeV	5.970 MeV
	101	d d	-0.409	+0.335	-0.104
		s s	-0.391	+0.615	-0.106
		p p	-0.077	+0.043	-0.019
	221	d s	-0.273	+0.135	+0.043
	220	d d	-0.219	+0.207	-0.074
		d s	-0.383	+0.062	+0.092
	321	d d	-0.221	+0.142	-0.049
		d s	-0.458	+0.025	+0.103
	440	d d	-0.376	+0.277	-0.102

noch 8b)

1	2	3	4	5	6
J^{π}, T	J L S	V_1 V_2	$E_x(1)$	$E_x(2)$	$E_x(3)$
$5/2^+$, 1/2			0.238 MeV	3.797 MeV	5.299 MeV
	000	d d	+0.789	-0.094	+0.153
		s s	+0.362	+0.003	-0.075
		p p	-0.288	+0.042	-0.039
	101	d d	-0.402	+0.080	+0.328
		s s	-0.323	-0.253	+0.358
		p p	-0.002	+0.060	+0.027
	221	d s	-0.005	+0.053	+0.232
	220	d d	+0.364	-0.096	-0.597
		d s	+0.389	+0.262	+0.184
	321	d d	-0.404	+0.010	-0.761
		d s	-0.387	-0.337	-0.467
	440	d d	+0.252	-0.030	+0.560
	541	d d	-0.697	+0.163	+0.176
$7/2^+$, 1/2			3.942 MeV	5.739 MeV	
	101	d d	-0.437	-0.269	
		s s	-0.176	-0.251	
		p p	-0.050	-0.092	
	221	d s	+0.190	-0.187	
	220	d d	+0.686	+0.685	
		d s	+0.168	-0.276	
	321	d d	-0.139	-0.337	
		d s	+0.189	-0.319	
	440	d d	+0.266	+0.026	
	541	d d	+0.621	+0.522	
$9/2^+$, 1/2			2.589 MeV		
	221	d s	-0.320		
	220	d d	+0.641		
		d s	+0.806		
	321	d d	-0.385		
		d s	-0.490		
	440	d d	+0.327		
	541	d d	-0.608		
$13/2^+$, 1/2			5.256 MeV		
	440	d d	+1.128		
	541	d d	-1.129		

7.2 Festlegung der Phasenkonvention bei den verwendeten Wellenfunktionen

Beim Vergleich zwischen den experimentellen und den theoretischen Winkelverteilungen sind neben der Form die relativen Intensitäten zu unterscheiden. Die Intensität eines Übergangs wird durch die Amplituden derjenigen Komponenten der Endzustandswellenfunktion bestimmt, die sich durch den Transfer zweier Nukleonen erreichen lassen. Dabei kommt es wegen möglicher Interferenzen am Kernrand entscheidend auf die relativen Phasen der beitragenden Komponenten an.

J.B. French beschreibt ausführlich den der Berechnung der Wellenfunktion zugrunde liegenden Formalismus (Fre 66). Die Adjunktion eines Tensors von ganz oder halbzahligem Rang ist dort folgendermaßen definiert:

$$\bar{T}^{\lambda}_{\mu} = (-1)^{\mu-\lambda} \left(T^{\lambda}_{-\mu}\right)^{*}$$

Aus der Forderung, daß der adjungierte Tensor das gleiche Transformationsverhalten hat wie der Ausgangstensor folgt dann (Edm 57)

$$\left(T^{\lambda}_{\mu}\right)^{*} = (-1)^{\lambda+\mu}\, T^{\lambda}_{-\mu}$$

Ein solches Transformationsverhalten besitzen nicht die normalen Kugelfunktionen $Y_{\ell m}$, sondern die Funktionen

$$y_{\ell m} = -i^{\ell}\, Y_{\ell m}$$

Die so definierten Operatoren haben den Vorteil, daß sie bei Kopplung ihr Transformationsverhalten unter Zeitumkehr nicht ändern. Da man auch Wellenfunktionen zu wohldefiniertem Drehimpuls

als Tensoroperatoren auffassen kann, gilt auch für sie das oben angegebene Transformationsverhalten, insbesondere haben also die Eigenfunktionen für den Bahndrehimpuls den Charakter der $Y_{\ell m}$. Bei der Kopplung solcher Eigenfunktionen muß man entweder von der Condon-Shortley-Phasenkonvention (Con S 51) für die Drehimpulskopplung abgehen oder aber den auftretenden Phasenfaktor explizit berücksichtigen. Dies führt bei der Kopplung zweier 1-Teilchen-Wellenfunktionen zu dem Faktor $i^{\ell_1+\ell_2}$, der bei unseren Rechnungen explizit berücksichtigt wird (Sic 72). Das Ergebnis dieser Überlegungen steht im Einklang mit entsprechenden Betrachtungen von Yoshida (Yos 62), auf dessen Arbeit McGrory (McG 71) bezug nimmt. Auch für die Wellenfunktionen von Zuker, Buck und McGrory (Zug B 6 gilt diese Phasenkonvention.

Diese Arbeit wurde im Bereich Kern- und Strahlenphysik des Hahn-Meitner-Instituts für Kernforschung Berlin GmbH unter der Leitung von Herrn Professor Dr. K.H. Lindenberger und der Betreuung von Herrn Professor Dr. J.A. Scheer durchgeführt.

Den Herren Dr. H. Fuchs, Dr. W. Bohne, D. Hahn, Dr. D. Hilscher, Dr. H. Homeyer, Dr. U. Janetzky, Dr. H. Morgenstern und Dr. F. Sichelschmidt danke ich sehr herzlich für ihre Mithilfe bei den Messungen, für die Erstellung von Auswerteprogrammen und für die stets gute Zusammenarbeit.

8. Literaturverzeichnis

(Ajz 70) F. Ajzenberg - Selove
Nucl. Phys. A 152 (1970), 1

(Ajz 72) F. Ajzenberg - Selove
Nucl. Phys. A 190 (1972), 64

(Bas D 62) R.H. Bassel, R.M. Drisko, G.R. Satchler
The Distorted Wave Theory of Direct Nuclear Reactions
ORNL 3240 (1962)

(Bec G 69) F.D. Becchetti und G.W. Greenless
Phys. Rev. 182, 4 (1969), 1190

(Bet 73) K. Bethge
private Mitteilung (1973)

(Boh 70) W. Bohne
Dissertation HMI-P, 1970

(Bro G 66) G.E. Brown und A.M. Green
Nucl. Phys. A75 (1966), 401

(Bus G 65) A. Bussière, N.K. Glendenning et al.
Phys. Lett. 16 (1965), 296

(Coh K 70) S. Cohen und D. Kurath
Nucl. Phys. A 141 (1970), 145

(Con S 51) V.E. Condon und G.H. Shortley
The Theory of Atomic Spectra
Cambridge University Press, England (1951)

(Edm 57) A.R. Edmonds
Drehimpulse in der Quantenmechanik

(Ekp 74) M. Ekpo
Dissertation HMI-P, 1974

(Fle C 68) D.G. Fleming, J. Cerny, N.K. Glendenning
Phys. Rev. 165, 4 (1968), 1153

(Fre 66) J.B. French
Multipole and Sum Rule Methods in Spectroscopy
Proc. Int. School of Physics, Varenna (1966)

(Gle 65) N.K. Glendenning
Phys. Rev. 137 (1965), 102

(Hal F 57) E.C. Halbert und J.B. French
Phys. Rev. 105 (1957), 1563

(Har T 67) J.C. Hardy und I.S. Towner
Phys. Lett. 25, 2 (1967), 98

(Hil H 69) D. Hilscher, B. Hollmann, G. Röschert
Jahresbericht HMI-P, 1969

(Kun 67) P.D. Kunz
University of Colorado - DWBA-Code:
DWUCK (1967)(unveröffentlicht)
1. Änderung: Nucl. Research Centre
University of Alberta (1967)
2. Änderung: Hahn-Meitner-Institut,
Berlin (1970)

(Let 70) H. Lettau
Diplomarbeit HMI-P, 1970

(Lie E 70) S. Lie, T. Engeland, G. Dahll
Nucl. Phys. A 156 (1970), 449

(Mai W 73) G. Mairle, G.J. Wagner
Z. Physik 258 (1973), 321

(McG 71) J.B. McGrory, private Mitteilung
an D. Hilscher (1971)

(Nel C 70) J.M. Nelson, N.S. Chant, P.S. Fisher
Nucl. Phys. A 156 (1970), 406

(Nel F 73) J.M. Nelson und W.R. Falk
Nucl. Phys. A 218 (1973), 441

(Phi J 69) G.W. Phillips und W.W. Jacobs
Phys. Rev. 184, 4 (1969), 1052

(Püh 66) F. Pühlhofer
Dissertation, Heidelberg (1966)

(Püh 69) F. Pühlhofer, private Mitteilung
an F. Sichelschmidt (1969)

(Neu 73) V.G. Neudatchin, private Mitteilung
an J. Scheer (1973)

(Neu Z 68) V.G. Neudatchin, N.S. Zelenskaya
Phys. Lett. 27, 8 (1968), 490

(Nil S 62) S.G. Nilsson, J. Sawicki, N.K. Glendenning
Nucl. Phys. 33 (1962), 239

(Ros B 65) L. Rosen, J.B. Beery, A.S. Goldhaber
Ann. of Phys. 34 (1965), 96

(Shu B 68) A.P. Shukla und G.E. Brown
Nucl. Phys. A 112 (1968), 296

(Sic 72) F. Sichelschmidt
DWBA-Programm OPTIMA (1972)
(unveröffentlicht)

(Tep 66) J.W. Tepel
Nucl. Instr. a. Meth. 40 (1966), 100

(Tow H 69) I.S. Towner und J.C. Hardy
Advances in Physics 18 (1969), 401

(Wat S 69) B.A. Watson, P.P. Singh, R.E. Segel
Phys. Rev. 182, 4 (1969), 977

(Wu D 73) R.R. Wu, R.L. Dangle et al.
Nucl. Phys. A 199 (1973), 23

(Yos 62) S. Yoshida
Nucl. Phys. 33 (1962), 685

(Zuk B 69) A.P. Zuker, B. Buck, J.B. McGrory
Informal Report BNL 14085

Lebenslauf

Am 10. Dezember 1940 wurde ich als Sohn des Kaufmännischen Angestellen Hans Lettau und seiner Ehefrau Lieselotte, geb. Schöning in Stralsund geboren. In Berlin besuchte ich zunächst sechs Jahre die Grundschule, anschließend die 2. Oberschule Technischen Zweiges bis zum Abschluß.

Bei den Farbenfabriken Bayer AG in Leverkusen erwarb ich im Verlauf einer 3 1/2-jährigen Lehrzeit theoretische und praktische Kenntnisse in den Fächern Physik und Chemie. Nach einem kürzeren Besuch der Physikalisch-Technischen Lehranstalt in Lübeck holte ich in Berlin die Reifeprüfung nach. Im Wintersemester 1963/64 wurde ich als Student der Physik an der Freien Universität Berlin immatrikuliert.

April 1968 begann ich mit meiner Diplomarbeit im Hahn-Meitner-Institut für Kernforschung in Berlin. Thema der Diplomarbeit war: "Zum Mechanismus der Reaktion $^{12}C(^{3}He,\alpha)^{11}C$". Seit Juli 1970 bin ich als Inhaber einer Assistentenstelle mit meiner Promotion und dem Aufbau einer Channeling-Apparatur beschäftigt.

Ich bin seit 1971 verheiratet und habe eine Tochter.